

DLR-IB-AT-KP-2017-155

**Untersuchung von dreidimensional
abgelösten Strömungen in
adversen Druckgradienten**

Masterarbeit

Felix-Maximilian Möller



DLR

**Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt**

Kurzfassung

Zur Untersuchung dreidimensional abgelöster Strömungen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgewählte RANS-Modelle und skalenauflösende Verfahren verwendet. Die Diffusorströmung diente hierfür als Testfall, welcher basierend auf den Voruntersuchungen auch experimentell aufgebaut wurde. Die numerische Simulation hat gezeigt, dass bei den RANS-Modellen durch das Menter SST k - ω -Modell tendenziell die größte Ablösung ermittelt wird, während ausschließlich das SSG/LRR- ω -Modell turbulenzgetriebene Sekundärströmungseffekte durch das direkte Lösen der RS-Transportgleichung berücksichtigt. Als skalenauflösendes Verfahren wurde das IDDES-Modell zum Vergleich betrachtet. Die Ergebnisse konnten auf Plausibilität geprüft werden und haben im direkten Vergleich mit dem SSG/LRR- ω -Modell gezeigt, dass das IDDES-Modell die Ablösung früher ermittelt, wohingegen der Ablösewirbel detaillierter erfasst wird. Als potentielle Modellschwäche der IDDES sei die RANS-LES-Schnittstelle genannt. Die Arbeit dient als Grundlage bevorstehender Untersuchungen und soll den Vergleich numerischer und experimenteller Daten ermöglichen.

Abstract

The investigation of three-dimensional separated flows was conducted with selected RANS models as well as scale-resolving models. The diffuser flow served as a test case and was build up experimentally based on results of preliminary studies. Numerical simulations showed that in the RANS context the Menter SST k - ω model computed the biggest separation whilst only the SSG/LRR- ω model resolved secondary flow effects. The IDDES model as scale-resolving-model was also considered. Results were checked for plausibility and the direct comparison with SSG/LRR- ω model pointed out that the IDDES computed an earlier separation point but also captured the vortex in more detail. A potential weakness may be the RANS-LES interface. This work is seen as a basis for future investigations and supposed to enable the comparison of numerical and experimental data.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	XI
Nomenklatur/Abkürzungen	XIII
1. Einleitung	1
1.1. Ziel und Motivation	1
1.2. Stand des Wissens	2
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Allgemeine Strömungsmechanik	3
2.1.1. Erhaltungsgleichungen	3
2.1.2. Strömungsphysik abgelöster Strömungen	5
2.2. Turbulenzmodellierung	8
2.2.1. Statistische Turbulenzmodellierung	9
2.2.2. Skalenauflösende Verfahren	17
2.3. Spezielle Betrachtung der Diffusorströmung	22
3. Setup und Voruntersuchungen	25
3.1. Numerisches Setup und Testfall	25
3.2. Skalierung des Testfalls	28
3.3. Einleitende Netzstudie	32
3.4. Untersuchungen zum Expansionsverhältnis in zweidimensionaler Geometrie	37
3.5. Erkenntnisse der Voruntersuchungen	40
4. Simulation dreidimensional abgelöster Diffusorströmung	41
4.1. Validierung der Voruntersuchung in dreidimensionaler Geometrie	41
4.2. Simulationsergebnisse der RANS-Rechnungen	43
4.2.1. Variation des Turbulenzmodells	43
4.2.2. Variation des Expansionsverhältnisses in dreidimensionaler Geometrie	52
4.3. Simulationsergebnisse der DES-Rechnungen	55
4.3.1. Netzvariation im Bereich der aufgelösten Skalen	55

4.3.2. Variation des Expansionsverhältnisses in dreidimensionaler Geometrie	60
4.4. Vergleich des IDDES-Modells mit dem SSG/LRR- ω -Modell	64
5. Zusammenfassung und Ausblick	69
5.1. Zusammenfassung der Simulationsergebnisse	69
5.2. Ausblick	70
Literatur	71
Anhang	75
A. Menter SST k-ω-Modell	77
B. Wirbelvisualisierung	79

Abbildungsverzeichnis

2.1. Optische Formen auftretender Singularitäten [7]	7
2.2. Visualisierung der gemittelten Größe über die Zeit und des Schwankungsanteils am Beispiel der Geschwindigkeit [3]	10
2.3. Einfluss der Reynoldszahl auf die Dicke der viskosen Unterschicht [18] . . .	18
2.4. Allgemeine Geometrie eines Diffusors	22
3.1. Einteilung der relevanten Bereiche des Diffusors und Kennzeichnung der erweiterten Geometrie	26
3.2. Konvergenzverhalten der realen und skalierten Geometrien	30
3.3. c_f -Verläufe der originalen sowie der skalierten Geometrie	31
3.4. Ablöseblase in zweidimensionaler Geometrie unter realen und skalierten Bedingungen	31
3.5. Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit von u/u_{bulk}	32
3.6. Einfluss unterschiedlicher Netzfeinheiten auf das Konvergenzverhalten des Massenstroms bei globaler Variation	33
3.7. c_f -Verläufe bei globaler Variation der Netzfeinheit	34
3.8. Einfluss unterschiedlicher Netzfeinheiten auf das Konvergenzverhalten des Massenstroms bei detaillierter Variation	36
3.9. c_f -Verläufe bei detaillierter Variation der Netzfeinheit	36
3.10. c_f -Verläufe im Ablösebereich bei variierendem Expansionsverhältnis	38
3.11. Visualisierung der Ablöseblase anhand der Stromlinien in Abhängigkeit von u/u_{bulk} und w/u_{bulk}	39
4.1. Konvergenzverhalten des Massenstroms im Dreidimensionalen für die reale und skalierte Geometrien	41
4.2. Netzeinflüsse auf den c_f -Verlauf in dreidimensionaler Geometrie	42
4.3. Isoflächen für $u = 0$ bei unterschiedlichen RANS-Modellen	44
4.4. Darstellung der dreidimensionalen Topologie mittels Stromlinien in Abhängigkeit der Wandschubspannung am Beispiel des Wilcox $k-\omega$ -Modells . . .	46
4.5. Auftretende Singularitäten bei verschiedenen RANS-Modellen	47
4.6. c_f -Verläufe bei variierendem Turbulenzmodell an definierten Positionen der unteren Diffusorwand	48

4.7. Ablösewirbel bei verschiedenen RANS-Modellen, Isofläche (grün) für $u = 0$	49
4.8. Visualisierung der Sekundärströmung in Abhängigkeit der Wirbelstärke w_{32}	50
4.9. Verlauf der Reynoldsspannungen über die Kanalhöhe bei $y/h = 0.5$ im Bereich der abgelösten Strömung; (—) $\overline{u''u''}$, (- - -) $\overline{v''v''}$, (\cdots) $\overline{w''w''}$	51
4.10. Verläufe der turbulenten kinetischen Energie in Grenzschichtnähe bei $x/h = 3.0$ und variierender Kanaltiefe; (—) $y/h = 0.1$, (- - -) $y/h = 0.2$, (- · -) $y/h = 0.3$, (\cdots) $y/h = 0.4$, (- - -) $y/h = 0.5$	52
4.11. c_f -Verläufe bei variierendem Expansionsverhältnis an definierten Positionen der unteren Diffusorwand; (—) EV 2.0, (- - -) EV 2.3	53
4.12. Isoflächen für $u = 0$ beim EV 2.0	53
4.13. Ablösewirbel für das EV 2.0 bei verschiedenen RANS-Modellen	54
4.14. Verlauf der Reynoldsspannungen über die Kanalhöhe bei $y/h = 0.5$ im Bereich der abgelösten Strömung; (—) $\overline{u''u''}$, (- - -) $\overline{v''v''}$, (\cdots) $\overline{w''w''}$	54
4.15. c_f -Verläufe der unterschiedlichen Netzversionen an definierten Positionen des Diffusors	56
4.16. Lage der numerischen Messpunkte im Diffusor und Kennzeichnung des gewählten Punktes	57
4.17. Bewertung statistischer Konvergenz an der Stelle $y/h = 0.50$ und markierter x -Position in Abb. 4.16 in Abhängigkeit der Geschwindigkeits- komponenten	58
4.18. Topologie der Strömung visualisiert durch die Stromlinien in Abhängigkeit der Wandschubspannung	59
4.19. LES-Bereiche im Diffusor bei variierendem Expansionsverhältnis und $y/h =$ 0.50	60
4.20. TKE-Verhältnis bei variierendem Expansionsverhältnis	61
4.21. Unterscheidung zwischen Upwind- und Zentralschema an der Stelle $y/h = 0.50$ bei variierendem Expansionsverhältnis	62
4.22. Aufgelöste Skalen im Bereich der Ablösung bei variierendem Expansions- verhältnis	63
4.23. Energiespektrum stromab der Ablösung an der gezeigten Stelle in Abbildung 4.16	64

4.24. c_f -Verläufe der zu vergleichenden Modelle; (—) untere Wand, (- - -) obere Wand	65
4.25. Topologie an der Seitenwand, kenntlich durch Stromlinien in Abhängigkeit der Wandschubspannung	65
4.26. Ablöseblase beim IDDES-Modell und einem Expansionsverhältnis von 2.3 .	66
4.27. Eckenablösungen der zu vergleichenden Modelle	67
4.28. Auflösung der Sekundärströmung der zu vergleichenden Modelle bei einem Expansionsverhältnis von 2.3	68
4.29. Reynoldsspannungsverläufe des SSG/LRR- ω -Modells und des IDDES-Modells bei $y/h = 0.5$; (—) $\overline{u''u''}$, (- - -) $\overline{v''v''}$, (\cdots) $\overline{w''w''}$	68

Tabellenverzeichnis

2.1. Modellkonstanten für den „slow part“ der Druckscherkorrelation	15
2.2. Übersicht der Koeffizienten für das SSG/LRR- ω -Modell nach [15]	16
3.1. Bestimmende Vorgaben des Prüfstands	25
3.2. Solvereinstellungen für die RANS- und DES-Rechnungen	28
3.3. Zusammenfassung realer und skalierten Strömungsbedingungen	29
3.4. Ablöse- und Wiederanlegepunkte der realen und der skalierten Geometrie .	30
3.5. Netzkonfigurationen für die globale Untersuchung	32
3.6. Simulationsdauer unterschiedlicher Netzfeinheiten bei globaler Variation im Zweidimensionalen	34
3.7. Einfluss der Netzfeinheit auf die Ablöse- und Wiederanlegepunkte bei globaler Variation des Netzes	35
3.8. Netzkonfigurationen für die detaillierte Untersuchung	35
3.9. Ablöse- und Wiederanlegepunkte bei variierendem Expansionsverhältnis . .	38
4.1. Ablöse- und Wiederanlegepunkte der Validierung in dreidimensionaler Geo- metrie	42
4.2. Simulationsdauer der unterschiedlichen RANS-Modelle im Dreidimensionalen	43
4.3. Netzversionen für skalenauflösende Simulationen zur Optimierung der Zel- lanzahl	55
4.4. Simulationsdauer verschiedener Netzversionen für skalenauflösende Rech- nungen	57
A.1. Empirische Koeffizienten für das Menter SST k - ω -Modell	78

Nomenklatur

Lateinische Symbole

Symbol	Bedeutung
A_2, A_3	zweite und dritte Invariante des Anisotropietensors a_{ij}
a_{ij}	Anisotropietensor
C_i	Koeffizienten der Turbulenzmodelle
c_f	Reibbeiwert
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
D^k	Destruktionsterm der k -Transportgleichung
$D_{ij,k}^T$	turbulente Diffusion der Reynoldsspannungen
$D_{ij,k}^\mu$	molekulare Diffusion der Reynoldsspannungen
E	Energie
e	spezifische innere Energie
F_1	Blendingfunktion nach Menter
f_d	Blendingfunktion des DES-Modells
h	Kanalhöhe
h	spezifische Enthalpie
k	turbulente kinetische Energie
l_K	Kolmogorov-Maß
l_T	turbulentes Längenmaß
\tilde{l}_T	turbulentes Längemaß im DES-Kontext
M_{ij}	Dichteschwankungsterm der Reynoldsspannungen
Ma	Machzahl
P_{ij}	Produktionstensor der Reynoldsspannungen
P_k	Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie
p	Druck
q_j	Wärmestromvektor
R	spezifische Gaskonstante
R_{ij}	Rotationsterm der Reynoldsspannungen
Re	Reynoldszahl

Re_T	turbulente Reynoldszahl
r_d	Hilfsfunktion des DES-Modells
s_{ij}	Schertensor
s_{ij}^*	spurfreier Schertensor
t	Zeit
t_D	charakteristische Durchströmzeit
T	Temperatur
u_b	Bulkgeschwindigkeit
u_i, u_j, u_k	Geschwindigkeitsvektor
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in alle drei Raumrichtungen im kartesischen System
w_{ij}	Rotationstensor
x_i, x_j, x_k	Ortsvektor
x, y, z	Ortskoordinaten im kartesischen System
y_n	wandnormaler Abstand

Griechische Symbole

Symbol	Bedeutung
α	Koeffizient des Produktionsterms in der ω -Transportgleichung
β	Koeffizient des Destruktionsterms in der ω -Transportgleichung
δ_{ij}	Kronecker-Delta
ϵ	turbulente Dissipationsrate
ϵ_{ij}	turbulenter Dissipationstensor der Reynoldsspannungen
ζ_{DES}	DES-Verhältnis der turbulenten Längenmaße
κ	Karman-Konstante
κ	Wellenzahl
λ	Wärmeleitfähigkeit
λ_2	relevanter Eigenwert zur Wirbelvisualisierung
μ	molekulare Viskosität

μ_T, ν_T	Wirbelviskosität
ν	kinematische Viskosität
Π_{ij}	Druck-Scher-Korrelation
Π_{ij}^w	Wandterm der Druck-Scher-Korrelation
ρ	Dichte
σ_d	Koeffizient des Cross-Diffusion-Terms
σ_ω	turbulenter Diffusionskoeffizient in der ω -Transportgleichung
τ_{ij}	viskoser Spannungstensor
τ_w	Wandschubspannung
ϕ	generische Größe, allgemeine Variable
Ω_i	vektorielle Rotationsrate des Systems
Ω_{ij}	tensorielle Rotationsrate des System
ω	spezifische turbulente Dissipationsrate

Indizes

Symbol	Bedeutung
<i>DES</i>	DES-Kontext
<i>K</i>	Kolmogorov
<i>n</i>	Normalenrichtung
<i>RANS</i>	RANS-Kontext
<i>T</i>	turbulent
<i>w</i>	Wand
0	Referenz

Diakritische Zeichen

Symbol	Bedeutung
$\bar{\phi}$	Reynolds-gemittelter Mittelwert
ϕ'	Reynolds-gemittelte Schwankungsgröße
$\tilde{\phi}$	Favre-gemittelter Mittelwert
ϕ''	Favre-gemittelte Schwankungsgröße

Verwendete Abkürzungen

CFD	Computational Fluid Dynamics
CPU	Central Processing Unit (Prozessor)
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte Numerische Simulation
DRSM	Differentielle Reynolds Spannungs Modelle
EV	Expansionsverhältnis
GGD	Generalised Gradient Diffusion
GIS	Grid-Induced Separation
IDDES	Improved Delayed Detached Eddy Simulation
IP	Isotropization of Production
LES	Large Eddy Simulation
LRR	Launder Reece Rodi
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes
RS	Reynolds-Spannungs
SAS	Scale Adaptive Simulation
SGD	Simple Gradient Diffusion
SGS	Subgrid-Scale
SSG	Speziale Sakar Gatski
SST	Shear Stress Transport
TKE	turbulente kinetische Energie
TRACE	Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Enviroment
VicToria	<u>V</u> irtual <u>A</u> ircraft <u>T</u> echnology <u>I</u> ntegration <u>P</u> latform
WM-LES	Wall-modelled Large Eddy Simulation
WV-Modelle	Wirbelviskositätsmodelle

1. Einleitung

1.1. Ziel und Motivation

Die vorliegende Masterthesis wurde im Rahmen des Projektes Virtual Aircraft Technology Integration Platform (VicToria) verfasst. In diesem umfassenden Projekt sollen Grundlagen für die vollständige digitale Entwicklung und Beschreibung eines Flugzeugs oder Hubschraubers gelegt werden. An diesem Projekt arbeiten interdisziplinär 13 Institute und Einrichtungen, um die gesetzten Entwicklungsziele zu erreichen. Ein großes Arbeitspaket sind die „Werkzeuge“ und im Detail die physikalische Modellierung, welches unter anderem durch die Abteilung „Numerische Methoden“ am Institut für Antriebstechnik betreut wird. Ziel hierbei ist es Differentielle Reynolds Spannungs Modelle (DRSM) auf ihre Vorhersagequalität im Bezug auf 3D-Eckenablösungen bestmöglich zu bewerten und womöglich Ansätze zu einer verbesserten Vorhersage dieser komplexen Strömungsphänomene herauszuarbeiten und zu überprüfen. Neben der numerischen Untersuchung sollen hierzu geeignete Experimente durchgeführt werden, um Validierungsdaten bereitzustellen. Auch die skalenauflösenden Verfahren sollen im Rahmen dieses Arbeitspaketes für industrielle Anwendungen weiterentwickelt werden.

Die angesprochenen DRSM sowie skalenauflösenden Verfahren werden in dieser Masterthesis detaillierter betrachtet, wofür ein Testfall zur Analyse des Strömungsverhaltens entwickelt wurde. Die Simulationen werden mit dem Strömungssimulationsprogramm Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Enviroment (TRACE) durchgeführt. Es sollen anschließend die Ergebnisse auf ihre Plausibilität geprüft sowie Unterschiede herausgearbeitet werden. Der Terminplan des Projektes ermöglicht es nicht, durchgeführte Simulationen mit den Messdaten des Prüfstandes zu vergleichen. Dennoch wird eine enge Kooperation mit der verantwortlichen Abteilung angestrebt, um Ergebnisse in die Auslegung des Prüfstandes einfließen zu lassen. Außerdem sollen die Simulationen und das PostProcessing, resultierend aus dieser Arbeit, so aufbereitet werden, dass nach Bereitstellung der Messergebnisse eine optimale Auswertung und der Vergleich von Messung und Simulation durchgeführt werden kann. [1]

Aus wissenschaftlicher Sicht ist ein Verständnis für das Phänomen der Ablösung von großem Interesse. Weichen beispielsweise die Betriebsbedingungen eines Triebwerks stark von denen des Auslegungspunktes ab, so treten verstärkt Ablösungen auf. Um die Performance und generelle Auslegung auch in diesem Bereich adäquat abschätzen zu können, ist es erforderlich Turbulenzmodelle weiterzuentwickeln. Die angesprochenen Modelle haben Potential die Ablösungen geeignet wiederzugeben. Da die Untersuchung eines Originaltriebwerkes messtechnisch sehr aufwändig ist, wird in der Forschung häufig mit vereinfachten Testfällen gerechnet. Auch in dieser Arbeit wird ein Testfall verwendet, welcher einer einfacheren Geometrie genügt und dennoch sehr gut geeignet ist, um Ablösungen zu untersuchen.

1.2. Stand des Wissens

Die DRSM sind durch ein internes Forschungsprojekt im Quellcode von TRACE implementiert und anhand von beispielhaften Turbomaschinenströmungen validiert worden [2]. Erste Erfahrungen wurden gesammelt, dennoch liegt ein großes Interesse daran mehr Wissen über die Beschreibung von dreidimensionalen Strömungsphänomenen durch DRSM zu erlangen. Der Bereich der skalenauflösenden Verfahren ist am Institut jüngerer Natur. Da hier angesichts steigender Rechenleistungen großes Potential gesehen wird, besteht ein starkes Interesse das Know-how weiterzuentwickeln und dadurch die Position von TRACE gegenüber konkurrierenden Strömungslösern zu festigen.

2. Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel sollen die für das Verständnis erforderlichen Grundlagen erarbeitet werden. Zunächst wird ein Überblick über die relevanten Grundgleichungen gegeben, um anschließend auf die Turbulenzmodellierung im Detail einzugehen. Wesentlicher Fokus liegt hierbei auf den zu untersuchenden DRSM und den Detached Eddy Simulation (DES)-Modellen, welche im Rahmen dieser Arbeit zur Erzeugung von Vergleichswerten dienen. Zuletzt sollen explizit Besonderheiten der Diffusorströmung erarbeitet werden.

2.1. Allgemeine Strömungsmechanik

Um die dreidimensionale Strömung in einem Diffusor zu verstehen, ist es zunächst erforderlich auf die bestimmenden Gleichungen sowie die Physik abgelöster Strömungen einzugehen.

2.1.1. Erhaltungsgleichungen

Zur Berechnung der bestimmenden Strömungsgrößen Druck, Geschwindigkeit und Dichte in einem definierten Gebiet werden im Allgemeinen die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie gelöst. Diese sind aufgrund der Komplexität, welche sich durch die dreidimensionale Betrachtung, ihrer nicht-linearen und instationären Form sowie der starken Kopplung untereinander ergibt, für praxisrelevante Geometrien und Anwendungen analytisch nicht zu lösen [3]. Sie haben folgende grundlegende Form

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

und sind hier in der konservativen Schreibweise dargestellt, was eine vollständige Erhaltung des Impulses, auch nach der Diskretisierung, mit sich bringt [4]. Gleichung (2.1) zeigt die Massenerhaltung. Der in der Impuls- (2.2) und Energiegleichung (2.3) auftretende viskose

Spannungstensor τ_{ij} lässt sich durch folgenden Ausdruck beschreiben

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.4)$$

welcher auf Annahmen der Stokes'schen Hypothese basiert. Es wird hierbei ein Zusammenhang zwischen dem Spannungstensor und den Geschwindigkeitsgradienten für Newton'sche Fluide hergestellt [5]. Ferner lässt sich der in der Energiegleichung befindliche Wärmestromvektor durch den Fourier'schen Wärmeleitansatz beschreiben

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.5)$$

Die Größen e , als spezifische innere Energie, und h , als spezifische Enthalpie, sind über $h = e + \frac{p}{\rho}$ miteinander gekoppelt, wohingegen die kalorische Zustandsgleichung die beiden Größen h und e entsprechend definiert:

$$e = c_v T \quad \text{und} \quad h = c_p T \quad (2.6)$$

Mit der thermischen Zustandsgleichung, auch bekannt als ideales Gasgesetz

$$p = \rho R T \quad (2.7)$$

wird ein wichtiger Zusammenhang zwischen Temperatur, Dichte und Druck geliefert. Die eingeführten Gleichungen stellen das komplexe System zur numerischen Lösung dar.

Der in Gleichung (2.4) auftretende Geschwindigkeitsgradient $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ kann als Summe aus Scherung und Rotation verstanden werden und ist definiert als

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{s_{ij}} + \underbrace{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{w_{ij}} \quad (2.8)$$

s_{ij} ist der symmetrische Schertensor, dessen Hauptdiagonale Normalspannungen und Nebendiagonalen Schubspannungen bewirken. Der anti-symmetrische Rotationstensor w_{ij} bewirkt eine Starrkörperrotation und somit keine Dehnung oder Deformation. Diese beiden Tensoren sind für spätere Auswertungen von Bedeutung.

Außerdem wird nun $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = 2s_{ij}$ geschrieben, welches nachfolgend eine übersichtlichere Darstellung ermöglicht. Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle der spurfreie Schertensor

$$s_{ij}^* = s_{ij} - \frac{1}{3}s_{kk}\delta_{ij} \quad (2.9)$$

genannt. Die eingeführten Gleichungen und das daraus resultierende Gleichungssystem machen eine numerische Lösung erforderlich. Hierfür wird im Rahmen dieser Masterthesis das Verfahren TRACE angewandt. Es ist ein Turbomaschinen-Strömungslöser, wobei grundlegend die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (siehe Kapitel 2.2) durch ein dichtebasiertes Finite-Volumen-Verfahren im dreidimensionalen Relativsystem gelöst werden. Während für die räumliche Diskretisierung der konvektiven Flüsse ein Upwind-Schema verwendet wird, werden die viskosen Flüsse durch ein zentrales Schema ermittelt. Die Zeitdiskretisierung ist je nach Anwendung (stationär oder zeitgenau) durch ein voll-implizites Verfahren erster oder zweiter Ordnung implementiert. Ein großer Vorteil und zugleich fordernder Aspekt ist die Möglichkeit Geometrien mit strukturierten und unstrukturierten Netzen zu lösen. Ein hybrides Verfahren ermöglicht es in TRACE dennoch die unterschiedlichen Gebiete zu behandeln. Durch die Methode der Gebietszerlegung lassen sich komplexe Rechnungen mittels TRACE parallelisiert durchführen, was zu einer sehr guten Rechenperformance führt. [6]

2.1.2. Strömungsphysik abgelöster Strömungen

In technischen Anwendungen implizieren Ablösungen Verluste. So sorgen diese an den Schaufeln in einem Flugzeugtriebwerk zum Beispiel für einen erhöhten Strömungswiderstand und damit zu schlechteren Wirkungsgraden und Leistungsverlusten. Auch bei der Umströmung eines Flugzeugflügels sorgen Ablösungen für einen Verlust des Auftriebs. Um Triebwerke, aber auch alle anderen Anwendungen, möglichst optimal auszulegen ist es erforderlich das Auftreten und die Form der Ablösungen geeignet vorauszusagen, um somit die Einflüsse auf Oberflächendrucke, Wandreibung und Wärmeübergänge abschätzen zu können. Die Qualität dieser Vorhersage hängt in der modernen Anwendung der Computational Fluid Dynamics (CFD) stark von der Wahl des Turbulenzmodells und dem Strömungsproblem ab. Im Rahmen dieser Arbeit sollen DRSM auf ihre Vorhersage von

Ablösungen betrachtet und mit derer, ausgewählter, skalenauflösender Verfahren verglichen werden.

Zunächst sei unterschieden zwischen stoßinduzierten und druckinduzierten Ablösungen. Während erstere in der Regel in kompressiblen Überschallströmungen auftreten, sind druckinduzierte Ablösungen auch in inkompressiblen Unterschallströmungen möglich. Wie Kapitel 3.1 zeigen wird, darf in dem hier untersuchten Testfall von einer inkompressiblen Unterschallströmung ausgegangen werden.

Das Phänomen der Ablösung ist in der Strömungsmechanik von großer praktischer Bedeutung. Forschungsfelder versuchen den Vorgang mathematisch und physikalisch zu verstehen und Techniken zu entwickeln, diesen angemessen zu visualisieren. Während die rein mathematische Beschreibung den Rahmen dieser Grundlagen überschreiten würde und in der einschlägigen Fachliteratur [7] nachvollzogen werden kann, wird hier der Fokus auf die grundlegenden, physikalischen Vorgänge gelegt und Möglichkeiten zur Visualisierung aufgezeigt.

Die ursprünglichste Definition der Ablösung lässt sich durch die turbulente Grenzschicht festlegen. Ist diese nicht mehr in der Lage der Körperkontur zu folgen, so spricht man von abgelöster Strömung [8]. Dies ist durch einen adversen Druckgradienten bedingt.

Eine Strömung lässt sich durch ihre Strom-, Bahn- und Streichlinien beschreiben:

- Stromlinie: Tangenten der Stromlinie besitzen zu einem bestimmten Zeitpunkt in jedem Punkt die Richtung des Geschwindigkeitsvektors der Fluidteilchen
- Bahnlinie: Linie in einem gegebenen Zeitintervall eines Fluidteilchens durch das Strömungsfeld
- Streichlinie: Linie, auf der sich alle Fluidpartikel befinden, die zu einem gegebenen Zeitintervall an einem bestimmten Ort waren

Während im stationären Fall alle drei Arten den selben Verlauf aufzeigen, unterscheiden sich diese im instationären Fall, da Stromlinien eine momentane Aufnahme der Geschwindigkeitsrichtungen zeigen und Bahnlinien den Verlauf über die Zeit charakterisieren. Bei

instationären Betrachtungen ist die unterschiedliche Definition der einzelnen Linienarten zu berücksichtigen, um Fehlinterpretationen zu vermeiden.

Mit der Definition der Wandschubspannung

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (2.10)$$

lässt sich hierdurch die dimensionslose Kennzahl, der Reibbeiwert c_f , einführen

$$c_f = 2 \frac{\tau_w}{\rho u_\infty} \quad (2.11)$$

Bei zweidimensionaler Betrachtung ermöglichen diese Zusammenhänge das Festlegen von Ablösungen und Rückströmungen. Während $c_f = 0$ den Ablösen- und Wiederaanlegepunkt definiert, lässt ein negativer Reibbeiwert auf eine Rückströmung schließen, da dies ein negativer Geschwindigkeitsgradient in wandnormaler Richtung bedeutet.

Um dreidimensionale Strömungen besser beschreiben zu können, ist es hilfreich die Topologie der Strömung zu analysieren. Dies gelingt durch die Klassifizierung kritischer Punkte (Singularitäten) eines Strömungsfeldes. Es wird zwischen zwei Haupttypen unterschieden: Knoten- und Sattelpunkte, während die Knotenpunkte nochmals in Knoten und Foki unterteilt werden. Abbildung 2.1 zeigt die unterschiedlichen Formen der Singularitäten.

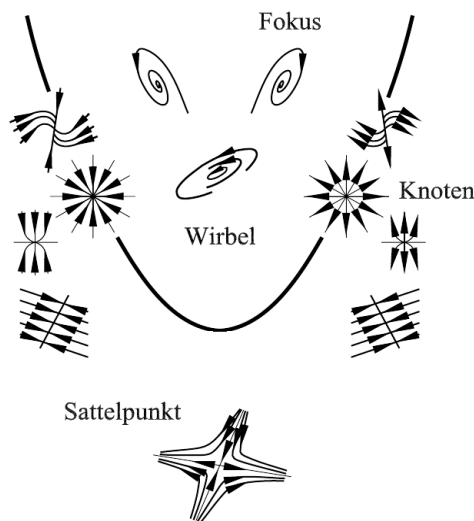


Abbildung 2.1: Optische Formen auftretender Singularitäten (*reproduziert nach [7]*)

Für Knoten- sowie Sattelpunkte gilt: Sind die Stromlinien in das Zentrum des Knotens gerichtet, so liegt eine Ablösung vor. Andersherum legt sich die Strömung in diesem Punkt wieder an. Werden die Stromlinien in Abhängigkeit der Wandschubspannung gezeichnet, so ist diese im Zentrum der Singularität gleich null. Diese Unterscheidungen und Erscheinungsformen der Singularitäten und der Zusammenhang von τ_w und c_f sollen es ermöglichen Simulationsergebnisse geeignet auszuwerten.

2.2. Turbulenzmodellierung

Um die durch CFD erzeugte Strömungslösung möglichst weit der Realität anzunähern und somit Verluste, Durchmischung und Wärmeübergang geeignet vorausszusagen, sind Turbulenzmodelle erforderlich, welche dieses hochkomplexe Phänomen modellieren. Grundlegend ist die Simulation turbulenter Strömungen in drei Bereiche unterteilt. Zum einen kann eine Strömung durch die *Direkte Numerische Simulation (DNS)* berechnet werden. Die Besonderheit dieser Simulationsart ist, dass keine Modelle zur Beschreibung der Turbulenz verwendet werden. Maßgebend ist hierbei die Anforderung turbulente Skalen bis zu den kleinstmöglichen, den Kolmogorov-Skalen, aufzulösen. Durch den Zusammenhang von Kolmogorov-Maß l_K , turbulenten Längenmaß l_T und der turbulenten Reynoldszahl

$$\frac{l_T}{l_K} \approx Re_T^{3/4} \quad (2.12)$$

ergibt sich für hohe Strömungsgeschwindigkeiten im dreidimensionalen Raum eine große Anzahl an benötigten Zellen um alle Skalen aufzulösen. Die turbulente Reynoldszahl ist definiert als $Re_T = \frac{\sqrt{k} l_T}{\nu}$ mit der turbulenten, kinetischen Energie

$$k = \int_0^\infty E(\kappa) d\kappa \quad (2.13)$$

Integriert wird hierbei über die Wellenzahl κ . Trotz der steigenden Rechenleistung wird der DNS in praxisrelevanten Anwendungen aufgrund der erforderlichen Auflösung und langen Rechenzeit gegenwärtig noch keine große Bedeutung zugesprochen [9]. Sie dient in der Regel zur Erstellung von Referenzdaten unter moderaten Strömungsbedingungen und einfachen Geometrien, um neue oder modifizierte Turbulenzmodelle zu validieren.

Einen deutlich höheren Stellenwert in der Industrie hat die *statistische Turbulenzmodellierung*. Aufgrund der begrenzten Rechenleistung werden diese Modelle seit langem angewandt, wodurch in diesem Bereich ein großer Erfahrungsschatz existiert. Durch die kontinuierliche Verbesserung der Rechnerperformance wird in einigen Bereichen der *skalenauflösenden Verfahren*, wie die Large Eddy Simulation (LES) und hybride Verfahren, ein mögliches Potential in der aerodynamischen Strömungssimulation gesehen. Auch die Tatsache, dass konventionelle, statistische Turbulenzmodelle unter anderem in Bereichen stark abgelöster Strömungen an ihre Grenzen geraten, lässt die skalenauflösenden Verfahren immer mehr in den Fokus der Forschung rücken. In den folgenden Unterkapiteln sollen die Ansätze der genannten Modelle in hinreichender Genauigkeit beschrieben werden.

2.2.1. Statistische Turbulenzmodellierung

Die statistische Turbulenzmodellierung beruht auf den Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)-Gleichungen. Es werden zunächst die instantanen Strömungsgrößen der in Kapitel 2.1.1 eingeführten Erhaltungsgleichungen durch den Reynolds-Separationsansatz

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.14)$$

ersetzt. Die Anwendung der Reynolds-Mittelung bei kompressiblen Gleichungen, welche durch den dichte-basierten Solver TRACE gelöst werden, bringt komplexe Korrelationen und die Schwankungsgröße der Dichte mit sich. Um diese Komplexität zu umgehen und eine vergleichbare Form, wie der der inkompressiblen Gleichungen nach der Reynolds-Mittelung, zu erhalten, wird der Ansatz um die Favre-Mittelung erweitert. Dieser stellt eine dichte-gewichtete Mittelung dar und wird folglich auf alle Strömungsgrößen, ausgenommen Druck, Dichte und Wärmestrom, angewendet.

$$\tilde{\phi} = \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\rho \phi} \quad (2.15)$$

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (2.16)$$

Grundidee dieser Ansätze ist es, die Strömungsgrößen durch einen zeitlich gemittelten Anteil und einen Schwankungsanteil abzubilden, wie Abbildung 2.2 zeigt.

Die bestimmenden Strömungsgrößen lassen sich nun wie folgt ausdrücken, während die erste

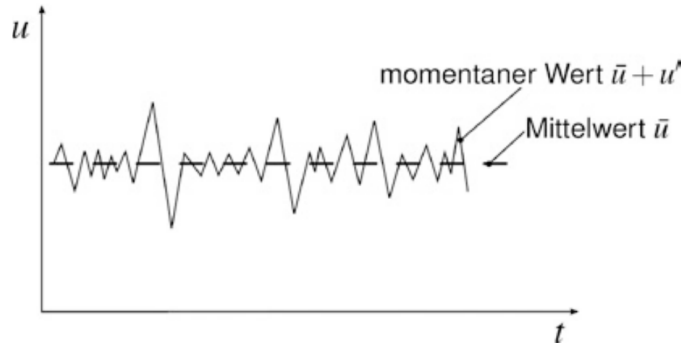


Abbildung 2.2: Visualisierung der gemittelten Größe über die Zeit und des Schwankungsanteils am Beispiel der Geschwindigkeit [3]

Komponente immer die mittlere Größe darstellt und die zweite den Schwankungsanteil.

$$\begin{aligned}
 \rho &= \bar{\rho} + \rho' \\
 p &= \bar{p} + p' \\
 u_i &= \tilde{u}_i + u_i'' \\
 h &= \tilde{h} + h'' \\
 e &= \tilde{e} + e'' \\
 q_j &= \bar{q}_j + q_j'
 \end{aligned}$$

Mittelt man die Erhaltungsgleichungen nach Einsetzen der neu gewonnenen Ausdrücke zeitlich und beachtet die Grundregeln der Statistik, so ergibt sich ein neuer Satz an Erhaltungsgleichungen, die Favre-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen. In der gängigen Praxis hat sich der Name RANS-Gleichungen durchgesetzt, sodass dieser fortan verwendet wird.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{\rho} \left(\tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} + \frac{\widetilde{u_i'' u_i''}}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_j \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} + \frac{\widetilde{u_i'' u_i''}}{2} \right) \right] \\
 &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\bar{q}_j - \overline{\rho u_j'' h''} + \bar{\tau}_{ij} u_i'' - \frac{1}{2} \overline{\rho u_j'' u_i'' u_i''} \right] \\
 &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) \right]
 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Es zeigt sich, dass die Massenerhaltungsgleichung die gleiche Form wie vor der Mittelung aufweist. In den Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen erscheinen weitere unbekannte Ausdrücke. Der Ausdruck $\overline{\rho u_i'' u_j''}$ wird Reynolds-Spannungs (RS)-Tensor genannt und ist symmetrischer Natur. Dies bedeutet sechs neue unbekannte Größen, welche bestimmt werden müssen, was aufgrund der (bis jetzt) verfügbaren Gleichungen nicht möglich ist. In der Turbulenzmodellierung wird hier von dem Schließungsproblem gesprochen. Abhilfe bringt eine Bestimmungsgleichung für den RS-Tensor, die Favre-gemittelte RS-Transportgleichung

$$\frac{D\overline{\rho u_i'' u_j''}}{Dt} = \bar{\rho} P_{ij} + \frac{1}{2} \bar{\rho} R_{ij} - \bar{\rho} \epsilon_{ij} + \bar{\rho} \Pi_{ij} + \bar{\rho} M_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} [D_{ij,k}^\mu + D_{ij,k}^T] \quad (2.20)$$

Sie stellt die Grundlage für eine Vielzahl der statistischen Turbulenzmodelle dar. Die Behandlung dieser Gleichung hängt von der Art des Modells ab und soll folgend aufgezeigt werden. Nach Einführung des RS-Tensors sei die turbulente kinetische Energie (TKE) definiert als die halbe Spur ebendiesen. Sie kann verstanden werden als kinetische Energie der turbulenten Fluktuationen pro Einheitsmasse

$$\bar{\rho} k = \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i''} \quad (2.21)$$

Wirbelviskositätsmodelle Diese Modelle basieren auf der Bestimmung der Wirbelviskosität μ_T , welche anschließend durch den Ansatz nach Boussinesq

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_T \left(\tilde{s}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.22)$$

ein Ergebnis für den RS-Tensor liefert. Die Ermittlung des Tensors wird hier stark vereinfacht, da sich die Berechnung auf die Ermittlung der skalaren Größe μ_t reduziert. Diese Form der Modelle sind in der Praxis weit verbreitet und erprobt. Größte Anwendung finden die Zwei-Gleichungs-Modelle. Hierbei werden aus der RS-Transportgleichung (2.20) die zwei Bestimmungsgleichungen für die TKE und die Dissipationsrate abgeleitet, welche durch den Zusammenhang $\mu_T = \frac{\bar{\rho} k}{\omega}$ eine Bestimmung des RS-Tensors ermöglichen.

Für die Ergebnisse der Arbeit ist es nicht weiter erforderlich auf die einzelnen Klassen der Wirbelviskositätsmodelle (WV-Modelle) einzugehen. Vollständige Herleitungen und

Modellstrukturen sind der bestimmenden Fachliteratur zu entnehmen. [5] Spätere Simulationen werden unter anderem mit Zwei-Gleichungs-Modellen durchgeführt und verglichen. Da diese Modelle allerdings nicht Gegenstand genauerer Untersuchungen sind, sondern lediglich zum Vergleich oder zur Erzeugung einer Startlösung dienen, werden sie nicht vertieft. Auch wird auf eine detailliertere Beschreibung der unteren Modellklassen (0- und 1-Gleichungsmodelle) verzichtet.

Differentielle Reynolds Spannungs-Modelle Nachdem der generelle Ansatz der Wirbelviskositätsmodelle erläutert wurde, soll nun detaillierter auf die DRSM eingegangen werden. Während erst der RS-Tensor durch den Boussinesq-Ansatz bestimmen und hierbei abgeleitete Transportgleichungen lösen, wird bei den DRSM die RS-Transportgleichung (2.20) direkt gelöst. Folgend seien die einzelnen Terme der RS-Gleichung aufgeführt

$$\bar{\rho}P_{ij} = - \left(\overline{\rho u_i'' u_k'' \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} + \overline{\rho u_j'' u_k'' \frac{\partial u_i}{\partial x_k}} \right) \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{2}\bar{\rho}R_{ij} = - \left(\overline{\rho u_i'' u_q'' \Omega_{qj}} + \overline{\rho u_j'' u_q'' \Omega_{qi}} \right) \quad (2.24)$$

$$\bar{\rho}\epsilon_{ij} = \overline{\tau_{kj} \frac{\partial u_i''}{\partial x_k} + \tau_{ki} \frac{\partial u_j''}{\partial x_k}} \quad (2.25)$$

$$\bar{\rho}\Pi_{ij} = \overline{p' \left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right)} \quad (2.26)$$

$$\bar{\rho}M_{ij} = \overline{u_i'' \left(\frac{\partial \tau_{kj}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \right)} + \overline{u_j'' \left(\frac{\partial \tau_{ki}}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right)} \quad (2.27)$$

$$D_{ij,k}^\mu = \overline{\tau_{kj} u_i'' + \tau_{ki} u_j''} \quad (2.28)$$

$$D_{ij,k}^T = -\overline{\rho u_i'' u_j'' u_k''} - \overline{p' u_i'' \delta_{jk}} - \overline{p' u_j'' \delta_{ik}} \quad (2.29)$$

Die meisten Ausdrücke sind unterbestimmt und beinhalten Korrelationen höherer Ordnung, welche somit modelliert werden müssen. Bevor auf die einzelnen Terme im Detail eingegangen wird, sei der Anisotropie-Tensor

$$a_{ij} = \frac{\widetilde{u_i'' u_j''}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (2.30)$$

eingeführt, da dieser dazu verwendet wird, die bestimmenden Korrelationen auszudrücken. Der Anisotropie-Tensor ist ein Maß für die Abweichung der Reynoldsspannungen vom

isotropen Zustand $\widetilde{u''_i u''_j} = \frac{2}{3}k\delta_{ij}$. Während die erste Invariante von a_{ij} gleich null ist, lassen sich die zweite und dritte wie folgt ermitteln

$$A_2 = a_{ij}a_{ji} \quad (2.31)$$

$$A_3 = a_{ij}a_{jk}a_{ki} \quad (2.32)$$

Basierend auf Morkovin-Hypothese [5] ist der Einfluss der *Dichteschwankungen* M_{ij} bis zu einer Machzahl von fünf zu vernachlässigen. Somit wird der Term (2.27) nicht weiter betrachtet.

Der *Produktionsterm* P_{ij} wird bei den DRSM nicht mehr modelliert, sondern direkt über die RS-Transportgleichung ermittelt, was die DRSM von den WV-Modellen unterscheidet. Diese Tatsache sorgt für eine höherwertige Lösung, worauf in späterer Diskussion noch detaillierter eingegangen werden soll.

Die *Rotation* Ω_i des Systems wirkt auf zwei Wege ein. Zum einen wird der Rotationstensor direkt im Term (2.24) berücksichtigt. Zum anderen werden bei Geschwindigkeitsableitungen immer die absoluten Geschwindigkeiten betrachtet, wie zum Beispiel im Produktionsterm direkt zu sehen, aber auch bei allen anderen verwendeten Ausdrücken.

Mit der Annahme, dass für hohe Reynoldszahlen nur die kleinsten Skalen des Strömungsfeldes mit der *Dissipation* ϵ_{ij} in Verbindung gebracht werden, darf diese als isotrop betrachtet werden. Dies führt zu folgendem Ansatz

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3}\epsilon\delta_{ij} \quad (2.33)$$

Bei niedrigen Reynoldszahlen erweitert sich dieser Ausdruck zu

$$\epsilon_{ij} = \epsilon \left[\frac{2}{3}\delta_{ij} + f_s a_{ij} \right] \quad (2.34)$$

wobei f_s eine Hilfsfunktion darstellt. Die Bestimmung der Dissipationsrate erfolgt mittels der Transportgleichung für ϵ oder ω und ist in diesem Fall identisch zu den Ansätzen

der WV-Modelle. Es sei betont, dass die Bestimmung der Dissipation, aufgrund des stark empirischen Ansatzes, wohl eine der größten Schwächen der DRSM ist.

Die Diffusion der Reynoldsspannungen wird durch die beiden Ausdrücke der molekularen und turbulenten Diffusion ausgedrückt. Während die *molekulare Diffusion* $D_{ij,k}^\mu$ durch den Gradienten-Diffusions-Ansatz für kompressible Fluide

$$D_{ij,k}^\mu = \mu \frac{\partial \widetilde{u''_i u''_j}}{\partial x_k} \quad (2.35)$$

exakt beschrieben wird, existieren für die *turbulente Diffusion* $D_{ij,k}^T$ mehrere Modelle. Die einfachste Version ist der Simple Gradient Diffusion (SGD)-Ansatz, welcher die Wirbelviskosität annimmt und somit analog zum Ansatz der molekularen Diffusion ist [2]

$$D_{ij,k}^T = \frac{C_s^{SGD}}{C_\mu} \mu_T \frac{\partial \widetilde{u''_i u''_j}}{\partial x_k} \quad (2.36)$$

Ein komplexerer Ansatz, welcher die tensorielle Form der Viskosität annimmt, ist der Generalised Gradient Diffusion (GGD)-Ansatz [10]

$$D_{ij,k}^T = C_s^{HL} \frac{\bar{\rho} k}{\epsilon} \left[\widetilde{u''_k u''_l} \frac{\partial \widetilde{u''_i u''_j}}{\partial x_l} + \widetilde{u''_i u''_l} \frac{\partial \widetilde{u''_k u''_j}}{\partial x_l} + \widetilde{u''_j u''_l} \frac{\partial \widetilde{u''_k u''_i}}{\partial x_l} \right] \quad (2.37)$$

Eine vereinfachte Form nach [11] ist wie folgt implementiert und wird für folgende Berechnungen verwendet

$$D_{ij,k}^T = C_s^{GGD} \frac{\bar{\rho} k}{\epsilon} \left[\widetilde{u''_k u''_l} \frac{\partial \widetilde{u''_i u''_j}}{\partial x_l} \right] \quad (2.38)$$

Einfluss haben die unterschiedlichen Ansätze lediglich auf die Erscheinungsform der Ablösungen. Die Druckverteilung wird nicht entscheidend beeinflusst [12].

Große Aufmerksamkeit wird der adäquaten Beschreibung der *Druck-Scher-Korrelation* Π_{ij} zugeteilt, welche in die verschiedenen Anteile

$$\Pi_{ij} = \Pi_{ij,1} + \Pi_{ij,2} + \Pi_{ij,1}^w + \Pi_{ij,2}^w \quad (2.39)$$

zerlegt ist. Während der „slow part“ $\Pi_{ij,1}$ die Turbulenz, durch die nichtlinearen

Wechselwirkungen der Fluktuationsgeschwindigkeitsgradienten, isotropisiert, wird der „rapid part“ $\Pi_{ij,2}$ in Abhängigkeit der Gradienten der mittleren Geschwindigkeiten modelliert und bewirkt eine Umverteilung der Spannungskomponenten durch das anliegende Druckfeld. Die Ausdrücke $\Pi_{ij,1}^w$ und $\Pi_{ij,2}^w$ werden Wandreflektionsterme genannt. Sie beschreiben die Erhöhung der Anisotropie in Wandnähe durch die Dämpfung der wandnormalen Geschwindigkeitsfluktuation, bedingt durch die reflektierenden Druckschwankungen [13]. Der „slow part“ lässt sich nach dem Cayley-Hamilton-Theorem [14] durch folgende Gleichung ausdrücken

$$\Pi_{ij,1} = -\epsilon \left[C_1 a_{ij} + C'_1 \left(a_{ik} a_{jk} - \frac{1}{3} \delta_{ij} A_2 \right) \right] \quad (2.40)$$

während für die beiden bekanntesten DRSM, das SSG-Modell und das LRR-Modell, folgende Konstanten gelten

Tabelle 2.1: Modellkonstanten für den „slow part“ der Druckscherkorrelation

Konstante	LRR, ω	SSG, ϵ
C_1	1.5	1.7
C'_1	0	-1.05

Ein Ansatz für den „rapid part“ lautet wie folgt

$$\begin{aligned} \Pi_{ij,2} = & \left(C_3 - C'_3 \sqrt{A_2} \right) \tilde{s}_{ij}^* \\ & C_4 k \left(a_{ip} \tilde{s}_{pj} + a_{jp} \tilde{s}_{pi} + \frac{2}{3} a_{pq} \tilde{s}_{pq} \delta_{ij} \right) \\ & C_5 k \left(a_{ip} \tilde{w}_{pj} + a_{jp} \tilde{w}_{pi} \right) - \frac{1}{2} C'_2 a_{ij} P_{qq} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Unter den Annahmen $C_3 = \frac{4}{3} C_2$, $C_4 = -C_5 = C_2$ und alle weiteren Konstanten seien gleich null ergibt sich das für der LRR-Modell (IP)

$$\Pi_{ij,2} = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} P_{qq} \delta_{ij} \right) \quad (2.42)$$

Nachdem nun die Grundlagen zu den DRSM erläutert wurden, soll das, im Rahmen dieser Arbeit, verwendete Modell eingeführt werden. Das SSG/LRR- ω -Modell ist eine Kombination des SSG-Modells, welches für Bereiche der freien Scherströmung gilt und dem

LRR-Modell, welches im Bereich der turbulenten Grenzschicht angewendet wird. Ähnlich wie beim Menter SST k - ω -Modell wird hier eine Blendingfunktion verwendet

$$\phi = F_1 \phi^{LRR, \omega} + (1 - F_1) \phi^{SSG, \epsilon} \quad (2.43)$$

Das SSG-Modell ist hierbei basierend auf der ϵ -Gleichung entwickelt. Eine Liste der aktuellsten relevanten Koeffizienten des Modells zeigt Tabelle 2.2.

Tabelle 2.2: Übersicht der Koeffizienten für das SSG/LRR- ω -Modell nach [15]

Konstante	LRR, ω	SSG, ϵ
C_1	1.8	1.7
C'_1	0.52	1.05
C_3	0.8	0.8
C'_3	0	0.65
C_4	0.9709	0.625
C_5	0.5782	0.2
C'_2	0	0.9
C_s^{GGD}	$0.75 C_\mu$	0.22
C_s^{SGD}	$2C_s^{GGD}/3$	
α	0.5556	0.44
β	0.075	0.0828
σ_ω	0.5	0.856
σ_d	0	1.712
C_μ	0.09	0.09

Zur Bestimmung der turbulenten Dissipation, welche für Gleichung (2.33) erforderlich ist, wird die Transportgleichung der spezifischen Dissipation ω (siehe Anhang A) gelöst und über den Zusammenhang

$$\epsilon = C_\mu k \omega \quad (2.44)$$

mit ϵ gekoppelt. Die Wirbelviskosität zur Bestimmung der turbulenten Diffusion lässt sich über

$$\mu_T = \frac{\bar{\rho} k}{\omega} \quad (2.45)$$

bestimmen. Somit ist das Modell nach SSG/LRR- ω durch die aufgeführten Gleichungen und Konstanten geschlossen. Weitere Modellversionen werden zunächst nicht detaillierter betrachtet.

Durch die direkte Modellierung der Reynoldsspannungen wird die Anisotropie besser berücksichtigt. Somit ermöglichen die DRSM eine genauere Lösung des Strömungsfeldes, da praxisrelevante Strömungen und deren Turbulenz immer anisotrop sind. Das direkte Lösen der RS-Transportgleichung erfordert die Modellierung höherer Korrelationen, was gleichzeitig einen größeren numerischen Aufwand bedeutet. Wie eingangs erwähnt wird der Produktionsterm bei den DRSM nicht mehr modelliert, sondern direkt durch die RS-Transportgleichung gelöst. Die exakte Lösung dieses Terms ermöglicht es dem Modell geeignet auf herausfordernde Strömungseffekte, wie der Staupunktanomalie oder Bereiche gekrümmter Oberflächen, zu reagieren. Ersteres führt durch den linearen Zusammenhang der Scherrate und des RS-Tensors zu einer unphysikalisch hohen Produktion der TKE. In Bereichen gekrümmter Oberflächen wird durch das verstärkte Auftreten von Scherraten („extra rates of strain“) [16] ebenfalls eine geeignete Beschreibung der Turbulenz durch die WV-Modelle verhindert. Die Annahme eines direkten Zusammenhangs von Scherrate und RS-Tensor, aufgrund des Boussinesq-Ansatzes, führen dazu, dass diese beiden Komponenten bei den WV-Modellen immer in eine Richtung zeigen. In der Praxis sind jedoch gegensätzliche Ausrichtungen denkbar. Auch die skalare Beschreibung der Turbulenz führt dazu, dass die Spannungsanisotropie praktisch nicht berücksichtigt wird. Natürlich sind die WV-Modelle in der Praxis weit verbreitet und erprobt. Auch ihr numerisches Verhalten ist äußerst robust. Dennoch liegt aufgrund der genannten Nachteile ein großes Interesse darin die DRSM weiterzuentwickeln. [2] [13]

2.2.2. Skalenauflösende Verfahren

Ein weiterer Entwicklungsfokus liegt aufgrund der steigenden Rechenleistungen auf den skalenauflösenden Verfahren. Das Erreichen einer ausreichenden Genauigkeit für die Vorhersage abgelöster Strömungen durch statistische Modelle ist ungewiss [17]. Der Unterschied zwischen den statistischen Turbulenzmodellen und skalenauflösenden Verfahren liegt darin, dass ein Großteil der Skalen im Strömungsgebiet direkt aufgelöst werden und der modellierte Anteil stark verringert ist. Es wird also ein Kompromiss von RANS-Modellierung und DNS eingegangen. Grenzbereiche werden weiterhin durch Modelle gelöst. Da instationäre Effekte in der CFD einen bedeutenden Einfluss auf die Entwicklung der Strömung haben, ist es von großem Interesse diese zu berücksichtigen und geeignet vorherzusagen. Skalenauflösende Verfahren werden diesen Anforderungen gerecht. Die Basis skalenauflösender

Verfahren ist die LES. Hierbei wird ein Filter zur Entscheidung, ob turbulente Skalen aufgelöst oder modelliert werden, eingeführt. Die Anwendung des Netzes als Filter hat sich in der Praxis bewährt. Es bestimmt, welche Skalen direkt aufgelöst werden und welche Bereiche mit einem Subgrid-Scale (SGS)-Modell berechnet werden. Skalen kleiner als das erstellte Gitter werden weiterhin modelliert. Hintergedanke hierbei ist es, die großen, energiereichen und problemabhängigen Skalen direkt aufzulösen, während die kleinen Skalen als isotrop angenommen werden und daher leichter zu modellieren sind. [7] Allerdings erreicht auch die LES insbesondere für industrielle Anwendungen ihre Grenzen. Die Betrachtung wandnaher- oder gebundener Strömungen sowie das Erreichen hoher Reynoldszahlen erfordert deutlich mehr Rechenleistung [18]. Dies liegt begründet in dem Einfluss der viskosen Unterschicht.

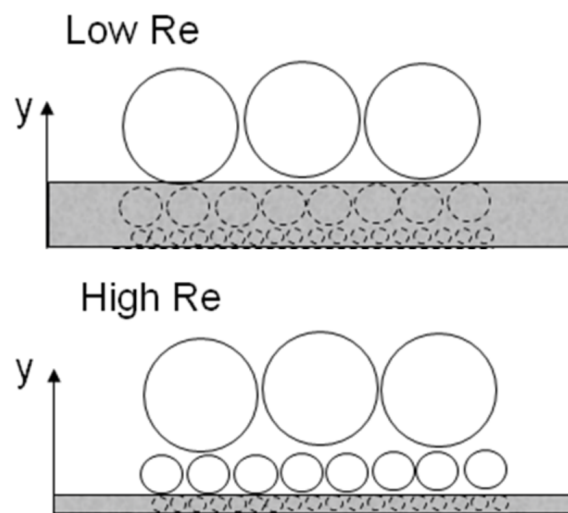


Abbildung 2.3: Einfluss der Reynoldszahl auf die Dicke der viskosen Unterschicht [18]

Die Dicke der viskosen Unterschicht an der Wand ist eine Funktion der Reynoldszahl. Sie wird geringer mit steigender Reynoldszahl, was impliziert, dass mehr kleinere Skalen aufgelöst werden müssen. Denn in dieser Unterschicht werden turbulente Skalen aufgrund des überwiegenden viskosen Effektes verhindert. Abbildung 2.3 zeigt ebendiesen Einfluss, was dazu führt, dass die LES nur unter moderaten Strömungsbedingungen effektiv nutzbar ist, weil sonst der Netz- und somit Rechenaufwand viel zu groß wäre. Daher ist das Bestreben, den positiven Nutzen der aufgelösten Skalen weiterzubringen und dennoch die Wandbehandlung zu optimieren, groß. Hierfür werden hybride Modelle entwickelt und angewendet. Es gibt eine Reihe unterschiedlicher Modellversionen, welche nicht alle

im Detail besprochen und bewertet werden. Dennoch sei der Vollständigkeit wegen eine Auflistung aktueller Ansätze gezeigt

klassische Grobstruktur-Simulation:

1. Large Eddy Simulation (LES) Modell

Hierbei dient unter anderem das Netz als Filter. Die kleinsten Skalen werden mit einem SGS-Modell modelliert und die großen direkt aufgelöst. Hierbei gibt es für das SGS-Modell unterschiedliche Ansätze.

hybride Modelle:

2. Scale Adaptive Simulation (SAS) Modell

Hier wird die LES mit einem RANS-Modell kombiniert. Die Entscheidung wann welches Modell aktiv ist, wird durch das Lösen einer Transportgleichung für das turbulente Längenmaß getroffen und somit durch den *Strömungszustand* bestimmt.

3. Detached Eddy Simulation (DES) Modell

Auch hier wird die LES mit einem RANS-Modell kombiniert. Die Entscheidung wann welches Modell aktiv ist, wird hier durch die *lokale, räumliche Auflösung* bestimmt.

Aufgrund der vorhandenen Implementierung in TRACE, und einer vorherigen Abschätzung der Modelleignung, werden im Rahmen dieser Arbeit die DES-Modelle zur Untersuchung der abgelösten Strömungen verwendet.

Detached-Eddy-Simulation Folgend wird die Modellstruktur der DES-Modelle im Detail erörtert. In dieser Modellart wird ein großer Vorteil gegenüber der LES gesehen, weil es die Stärken der RANS-Modelle in der Wandnähe nutzt. Basis des DES-Modells im Ursprung ist das Spalart-Almaras-Modell [19]. Eine Weiterentwicklung und hier angewandte Version, ist das DES-Modell basierend auf dem Menter SST k - ω -Modell. Es ist im Detail dem Anhang A zu entnehmen. Da dieses RANS-Modell abgelöste Strömungen der Erfahrung nach besser wiedergibt, eignet es sich zur Entwicklung eines DES-Modells sehr gut.

Während das ursprüngliche turbulente Längenmaß $l_{T,k-\omega}$ definiert ist als

$$l_{T,k-\omega} = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{\beta^* \omega} \quad (2.46)$$

wird nun das DES-Längenmaß $\tilde{l}_{T,DES}$ definiert als

$$\tilde{l}_{T,DES} = \min(l_{T,k-\omega}, C_{DES} \Delta_{\max}) \quad (2.47)$$

Es gilt $\Delta_{\max} = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$, was die maximale Seitenlänge der jeweiligen Zelle ergibt. Die Konstante C_{DES} wird durch das numerische Verfahren sowie das Basismodell bestimmt. [20] Der einzig betroffene Term, welcher diese neue Definition des Längenmaßes berücksichtigen muss, ist der dissipative Term der Transportgleichung für die TKE. Der Destruktionsterm D^k der RANS-Version hat folgende Form

$$D_{RANS}^k = \rho \beta^* k \omega = \frac{\rho k^{\frac{3}{2}}}{l_{T,k-\omega}} \quad (2.48)$$

Nach der Substitution von 2.47 für 2.46 wird eine neue Form des Destruktionsterms festgelegt

$$D_{DES}^k = \frac{\rho k^{\frac{3}{2}}}{\tilde{l}_{T,DES}} \quad (2.49)$$

Unterschreitet die Netzgröße also das turbulente Längenmaß, so schaltet der sogenannte DES-Limiter das Modell vom RANS- in den LES-Modus. Diese Eigenschaft, dass die Netzgröße die Unterscheidung zwischen den beiden Modellen macht, kann zu Problemen führen, welche bei der späteren Analyse der Ergebnisse detaillierter betrachtet werden (Kapitel 4). Es sei vorneweg erwähnt, dass bei dem Standard-DES-Modell im Bereich der Grenzschicht zu früh in den LES-Modus geschaltet werden kann. Diese unerwünschten Nebeneffekte regten eine Weiterentwicklung des Modells an, was zu der Einführung einer Blendingfunktion führt. Bereiche der Grenzschicht werden hierbei spezifischer behandelt. Es wurden die Modellversionen Delayed Detached Eddy Simulation (DDES) und Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) abgeleitet.

Die DDES verfolgt den Ansatz das DES-Längenmaß nicht nur von der Netzfeinheit abhängig zu machen, sondern auch Einflüsse der Wirbelviskosität zu berücksichtigen und

somit auch eine Zeitabhängigkeit einzubringen. Diese Abhängigkeit ist durch folgende Zusatzterme abgebildet

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\rho \sqrt{\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \kappa^2 y_n^2}} \quad (2.50)$$

y_n ist der wandnormale Abstand und r_d wird in folgender Funktion verwendet

$$f_d = 1 - \tanh([C_{D1} r_d]^3) \quad (2.51)$$

wobei C_{D1} ein modellabhängiger Parameter ist. Mittels dieser Funktion lässt sich das DES-Längenmaß neu ausdrücken

$$\tilde{l}_{T,DDES} = l_{k-\omega} - f_d \max(0, l_{T,k-\omega} - C_{DES} \Delta_{\max}) \quad (2.52)$$

Durch die neue Formulierung des Längenmaßes ist es nun möglich, die Bereiche in der Grenzschicht geeignet zu blenden und weiterhin im RANS-Modus zu rechnen. Außerdem ist der Bereich zwischen reiner RANS und LES-Rechnung kleiner, womit das „grey area problem“ verringert wird [21]

Als letzte Erweiterung sei der Ansatz des IDDES-Modells eingeführt, welcher im Prinzip zwei Konzepte miteinander kombiniert und somit in den unterschiedlichen Bereichen des Strömungsfeldes eine bessere Lösung erzielt. Es werden die beiden Modelle DDES und Wall-modelled Large Eddy Simulation (WM-LES) verwendet. Eine weitere Änderung ist die Definition des Längenmaßes Δ_{\max} . Hierbei werden nicht nur, wie zuvor, die drei Zelllängen berücksichtigt, sondern auch ein expliziter Wandabstand d_w . Die WM-LES ist ein weiteres hybrides Konzept, welches die Schwächen der klassischen LES, auch Wall-resolved LES genannt, durch eine Kombination der LES und eines RANS-Modells verringert. Im IDDES-Modell wird zwischen den beiden Ansätzen anhand der Einströmbedingungen unterschieden. Beinhaltet diese turbulente Fluktuationen, so wird das WM-LES-Modell verwendet. Im anderen Fall das DDES-Modell. Auf eine weitere formelmäßige Darstellung des IDDES-Modells wird an dieser Stelle verzichtet, da der Ansatz größere Komplexität erreicht und der Literatur entnommen werden kann [22]. Durch die Kombination zweier Modelle ist die IDDES dennoch eine sehr gute Möglichkeit um die zu untersuchende Strömung geeignet abzubilden.

Es sollten die konzeptionellen Unterschiede der verschiedenen DES-Versionen aufgezeigt werden. Detailliertere Informationen zu den relevanten Gleichungen oder der Implementierung ist den entsprechenden wissenschaftlichen Artikeln zu entnehmen. Neben dem vorgestellten SSG/LRR- ω -Modell werden nachfolgend das Menter SST k - ω -Modell sowie die IDDES-Version im Rahmen dieser Arbeit angewandt.

2.3. Spezielle Betrachtung der Diffusorströmung

Nachdem die relevanten Grundlagen der Strömungsmechanik sowie der Turbulenzmodellierung erarbeitet wurden, ist es sinnvoll die Diffusorströmung als spezielle Strömungsform zu betrachten. Sie eignet sich in der CFD besonders gut für Untersuchungen. Zum einen weisen Geometrien, wie zum Beispiel der Verlauf eines Triebwerks, ähnliche Formen und Strömungsphänomene auf und zum anderen lässt sich die Erscheinungsform der Ablösung in dieser Bauform gut analysieren. Experimentell ist die Geometrie einfacher herzustellen als die komplexe Form industrie-relevanter Geometrien und numerisch ist sie ebenfalls gut handhabbar. Der generelle Aufbau eines Diffusors ist Abbildung 2.4 zu sehen. Eine genauere Einteilung der Bereiche erfolgt in Kapitel 3.1.

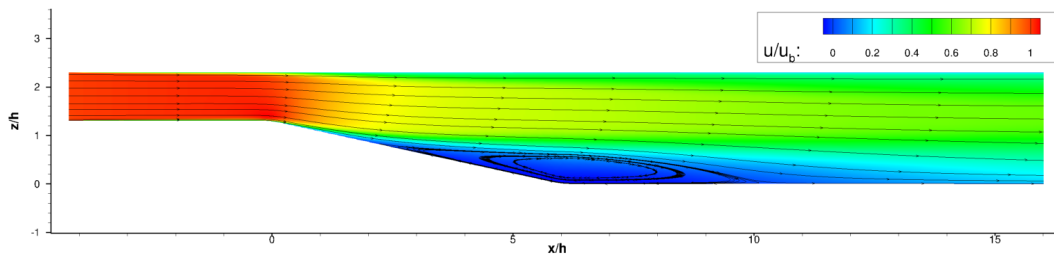


Abbildung 2.4: Allgemeine Geometrie eines Diffusors

Aufgrund des – in Strömungsrichtung – positiven Druckgradienten kann es an der geneigten Wand zu Ablösungen kommen, während sich hier lokal, adverse Druckgradienten ergeben. Die Diffusorströmung wurde bereits in einigen wissenschaftlichen Artikeln numerisch sowie experimentell analysiert. Im Rahmen des VicToria-Projektes wird am Institut für Antriebstechnik ein eigener Testfall untersucht, welcher geometrisch nicht mit bekannten Testfällen vergleichbar ist. Die Messtechnik wird explizit für gewünschte Messgrößen installiert, sodass durch die Messungen ein optimaler Vergleich und womöglich eine Kalibrierung der Modelle durchgeführt werden kann. Somit wird es nicht möglich sein, die simulierten

Ergebnisse auch mit anderen Messergebnissen zu vergleichen. Dennoch soll ein kurzer Überblick über bisherige Erkenntnisse aus Messungen und Simulationen, und ein Ausblick auf zu erwartende Ergebnisse, gegeben werden.

Obi et al. untersuchten die Diffusorströmung, um Ablösungen mittels Turbulenzmodellen besser abschätzen zu können, bereits sehr früh. Der Testfall ist zweidimensional und vergleicht das Wilcox k - ω -Modell mit einer vereinfachten Version des RS-Modells. Es wurde festgestellt, dass die klassischen Zwei-Gleichungsmodelle nicht in der Lage sind Ablösungen geeignet zu erfassen und die RS-Modelle ein besseres Vorhersageverhalten aufweisen. Dennoch schlussfolgerte sie, dass das RS-Modell nicht in allen Voraussagen, wie zum Beispiel die der Schubspannungskomponente, korrekt ist. Die Erkenntnisse des Papers decken sich größtenteils gut mit dem aktuellen Wissensstand. Dennoch ist die Bewertung zu den RS-Modellen mit Vorsicht einzuordnen, da die Version des RS-Modells sehr vereinfacht ist. Heutzutage existieren viele Erweiterungen (wie in Kapitel 2.2.1 gezeigt), welche die Abschätzungen der Ablösung durch RS-Modelle womöglich verbessern. [23]

Cherry et al. führten eine rein experimentelle Untersuchung der Geometrie-Sensitivität an einem asymmetrischen Diffusor durch und schlussfolgerten, dass eine Beschreibung des Strömungsverhaltens durch Turbulenzmodelle sehr herausfordernd wird. Abhängig vom geometrischen Verlauf entwickelt sich die Strömung und insbesondere die Ablösung zwei- oder dreidimensional, was aus den unterschiedlich ausgeprägten Druckgradienten resultieren muss. [24]

El-Behery et al. betrachtete die numerische Performance diverser Turbulenzmodelle in abgelösten Strömungen. Wider Erwarten ergaben die RS-Modelle schlechte Ergebnisse im Vergleich zu experimentellen und DNS-Daten. Das v^2 - f -Modell und Menter SST k - ω -Modell haben die abgelöste Strömung in diesem Fall deutlich besser vorausgesagt. Neben dem erhöhten numerischen Aufwand des RS-Modells sind diese Erkenntnisse zunächst ernüchternd. [25]

Es ist also ungewiss, inwiefern RS-Modelle die Form abgelöster Strömungen besser wiedergeben. Die dreidimensionale Beschreibung turbulenter Strömung stellt für die CFD

eine Herausforderung dar. Dennoch lassen sich aufgrund der aufgeführten Stärken der RS-Modelle in Kapitel 2.2.1 und erweiterten Modellversionen bessere Ergebnisse erhoffen.

3. Setup und Voruntersuchungen

Nach einer Einführung der relevanten Grundlagen wird zunächst der Testfall beschrieben, welcher zur Bewertung abgelöster Strömungen dienen soll. Anschließend werden die Voruntersuchungen dargestellt. Diese waren erforderlich um das finale Setup und die Randbedingungen für Simulationen in Kapitel 4 festzulegen.

3.1. Numerisches Setup und Testfall

Um erste Voruntersuchungen und anschließend die Untersuchung der abgelösten Strömungen in dreidimensionaler Geometrie durchführen zu können, müssen die Randbedingungen festgelegt werden. Da die Simulationen in Zukunft mit den Ergebnissen des Prüfstandes verglichen werden sollen, sind zum einen Vorgaben und Grenzen des Versuchsfeldes einzuhalten und zum anderen dienen Ergebnisse der Voruntersuchungen dazu, den Versuchsaufbau zu definieren. Tabelle 3.1 zeigt zunächst unveränderliche Vorgaben des Versuchsfeldes.

Tabelle 3.1: Bestimmende Vorgaben des Prüfstands

Parameter	Wert	
Bulkgeschwindigkeit	10 (Ma \approx 0.03)	$\frac{m}{s}$
totaler Eintrittsdruck	101'325	Pa
totale Eintrittstemperatur	293	K
Gesamtlänge	1.04	m
Eintrittskanalhöhe	0.076	m
Eintrittskanalform	quadratisch	

Die festgelegte Gesamtlänge von 1.04 m ist ein kritischer Parameter, da alle Bereiche des Diffusors eine adäquate Länge aufweisen sollten. Abbildung 3.1 zeigt eine Einteilung der relevanten Bereiche.

1. *Upstream-channel* - Von links strömt hier das Fluid in den Kanal ein. Dieser Bereich sollte eine ausreichende Länge vorweisen, sodass bestmöglich vor dem Bereich 2 eine ausgebildete Kanalströmung vorliegt. Da diese erforderliche Länge experimentell aufgrund der Maßvorgaben nicht erreicht werden kann, wird auch in der numerischen Untersuchung ein kurzer Upstream-channel betrachtet.
2. *Diffuser* - Abhängig von den geometrischen Randbedingungen beginnt die Strömung in diesem Bereich abzulösen. Hier sind die dreidimensionalen Strömungsphänomene

sehr komplex. Es gilt herauszuarbeiten, inwiefern die festgelegten Turbulenzmodelle diesen Bereich geeignet beschreiben.

3. *Downstream-channel* - In diesem Bereich legt die Strömung wieder an und verlässt den Kanal in positiver x -Richtung.

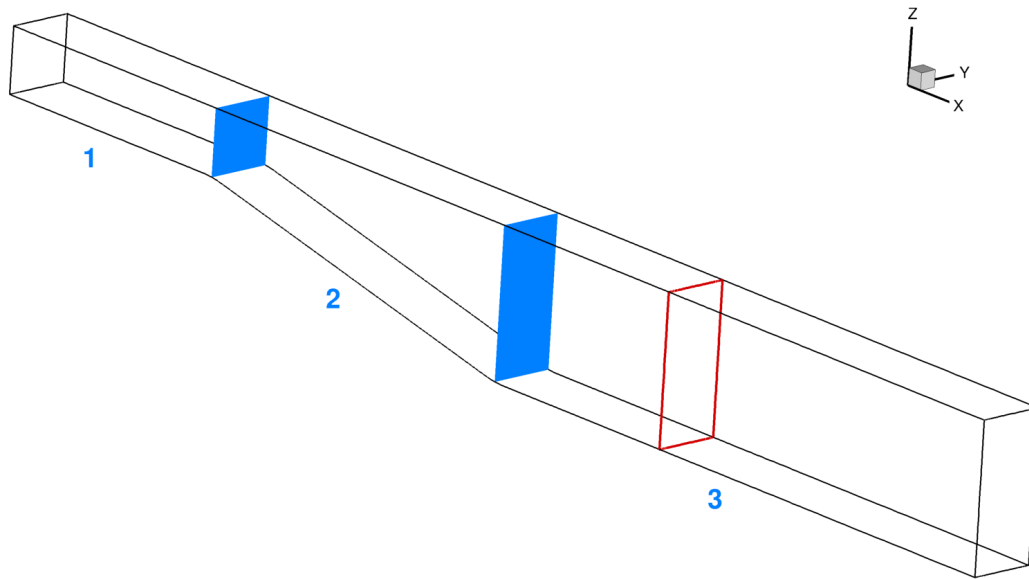


Abbildung 3.1: Einteilung der relevanten Bereiche des Diffusors und Kennzeichnung der erweiterten Geometrie

Je nach Wahl des Expansionsverhältnisses verändert sich die Größe der Ablösung und Lage der Ablöse- und Wiederanlegepunkte der Strömung. Unter Einhaltung der genannten Restriktionen des Versuchsfeldes wäre eine ausreichende Länge des Kanals nicht möglich. Numerisch ist es schwer zu handhaben, wenn am Ende des Rechengebietes Ablösungen und Rückströmungen vorliegen. Die Randbedingung sorgt für fehlerhafte Berechnungen, wenn am Ausströmgebiet auch Geschwindigkeiten in das Rechengebiet hinein vorliegen. Somit wurde für die numerische Untersuchung der Downstream-channel um ein weiteres Stück verlängert. Der rote Rahmen in Abbildung 3.1 kennzeichnet die Abgrenzung zur Realgeometrie auf dem Versuchsfeld. Der Einfluss auf die Ablösung bei unterschiedlichen Längen des Downstream-channels wurde in früheren Studien untersucht und als gering bewertet [26]. Dadurch kann sichergestellt werden, dass am Kanalausstritt keine signifikanten Rückströmungen vorliegen.

Bestimmende Randbedingung Für die zweidimensionalen Untersuchungen wird die Randbedingung des konstanten Austrittsdruckes eingestellt. Der Massenstromregler schwingt aufgrund des quasi-dreidimensionalen Netzes (= in y -Richtung eine Zelle) zu sehr. Somit wurde der Gegendruck iterativ ermittelt, um die gewünschten Bulkgeschwindigkeiten einzustellen. In dreidimensionaler Geometrie treten die angesprochenen Schwingungen des Massenstromreglers nicht auf, sodass er problemlos verwendet werden kann. Über die gegebenen Randbedingungen von Bulkgeschwindigkeit, Kanalgeometrie und der sich ergebenden Dichte, wird die Regelgröße Massenstrom errechnet. Der Regler bestimmt dann basierend auf dieser Vorgabe den Gegendruck.

Erweiterte Solvereinstellungen Für die RANS-Simulationen wurden als Eintrittsrandbedingungen neben dem Totaldruck und der Totaltemperatur auch ein Turbulenzgrad sowie ein turbulentes Längenmaß vorgegeben. Die Berechnung erfolgt hierbei stationär, wobei die räumliche Diskretisierung zweiter Ordnung genügt.

Für die DES-Simulationen ändern sich die Eintrittsrandbedingungen nicht. Allerdings wird hierbei als Startlösung eine auskonvergierte RANS-Rechnung verwendet. Der Massenstromregler ist deaktiviert, da er für instationäre Rechnungen nicht geeignet ist. Die permanent schwankenden Größen führen zu einem schlechten Regelverhalten. Der Gegendruck aus der RANS-Startlösung dient hier, wie bei der zweidimensionalen Betrachtung, als Austrittsrandbedingung. Während nun die zeitliche Diskretisierung mit dem impliziten Runge-Kutta-Verfahren dritter Ordnung durchgeführt wird, sei für die räumliche Diskretisierung bei der DES eine Besonderheit genannt. Das Modell nutzt eine Blending-Funktion um zwischen dem Upwind- und dem Zentral-Schema zu wechseln. Während das Upwind-Schema im LES-Bereich zu dissipativ ist und daher die Energiekaskade früher als ein SGS-Modell beendet, wird dieser Bereich mit dem Zentral-Schema diskretisiert. Der RANS-Bereich wird mit dem Upwind-Schema diskretisiert. [20] Somit reagiert das Modell dynamisch auf die Gegebenheiten und nutzt das jeweilig optimale Diskretisierungsverfahren. Diese Blending-Funktion benötigt ein charakteristisches Zeitmaß. Es wird die Durchströmzeit t_D eines Fluidteilchens durch den gesamten Kanal bei vorgegebener Bulkgeschwindigkeit gewählt.

$$t_D = \frac{\text{Kanallänge}}{\text{Bulkgeschwindigkeit}} = \frac{0.448m}{34.32 \frac{m}{s}} \approx 0.013s \quad (3.1)$$

In die Kanallänge fließen der Skalierungsfaktor und die zusätzliche Länge zur Verhinderung von Rückströmungen ein. Die erforderliche Frequenz für die instationäre Berechnung wurde aus dem Kehrwert des turbulenten Zeitmaßes ermittelt. Tabelle 3.2 fasst die relevanten Einstellungen für die durchzuführenden Rechnungen zusammen.

Tabelle 3.2: Solvereinstellungen für die RANS- und DES-Rechnungen

Solverparameter	RANS-Modell	DES-Modell
Startlösung	konstante Startwerte	auskonvergierte RANS-Rechnung
Randbedingung	konstanter Gegendruck (2D); Massenstromregler (3D)	konstanter Gegendruck
Turbulenzgrad		0.0522494
turbulentes Längenmaß		0.000143628 m
räumliches Diskretisierungsschema	Fromm-Schema (zweiter Ordnung) + Blending (DES)	
zeitliche Auflösung	nein	ja
zeitliches Diskretisierungsschema	-	implizites Runge-Kutta Verfahren (dritter Ordnung)
Durchströmzeit	-	0.013 s
Frequenz	-	76.923 $\frac{1}{s}$

Nachfolgende Voruntersuchungen wurden zunächst in zweidimensionaler Geometrie durchgeführt. Der Rechenaufwand ist deutlich geringer. Somit ist es möglich schneller erste allgemeine Erkenntnisse über das Auftreten der Ablösungen zu erhalten. Die Voruntersuchungen dienen dazu, relevanten Größen wie Netzqualität und Expansionsverhältnis eingrenzen zu können.

3.2. Skalierung des Testfalls

Die in Tabelle 3.1 festgelegte Bulkgeschwindigkeit von $10 \frac{m}{s}$ macht es erforderlich den Testfall zu skalieren. Da TRACE ein dichte-basierter Solver ist, weist er bei zu kleinen Machzahlen ein schlechtes Konvergenzverhalten auf. Dies gilt es mittels der Skalierung zu optimieren. Ob vergleichbare Bedingungen ermöglicht werden und somit übertragbar sind, soll untersucht werden. Die relevante Kennzahl ist hierbei die Reynoldszahl.

Für die Realgeometrie liegt diese bei

$$Re_{\text{real}} = \frac{10 \frac{m}{s} \cdot 0.076 m}{1.4293 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}} \approx 53'156 \quad (3.2)$$

Dieser Wert muss konstant gehalten werden. Es wurde entschieden die Strömungsgeschwindigkeit auf eine Machzahl $Ma = 0.1$ ($u_{\text{bulk}} \approx 34.32 \frac{m}{s}$) anzuheben. Erfahrungsgemäß ist das Lösungsverhalten von TRACE bei diesen Strömungsgeschwindigkeiten besser. Außerdem weichen die Bedingungen durch die Skalierung nicht zu sehr von den realen Bedingungen ab. Es ergibt sich eine neue Kanalhöhe von $h \approx 0.02214$ m. Tabelle 3.3 fasst diese Umrechnung zusammen.

Tabelle 3.3: Zusammenfassung realer und skalierten Strömungsbedingungen

Parameter	real	skaliert
Bulkgeschwindigkeit	$10 \frac{m}{s}$ ($Ma \approx 0.03$)	$\approx 34.32 \frac{m}{s}$ ($Ma = 0.1$)
Eintrittskanalhöhe	0.076 m	≈ 0.02214 m
kinematische Viskosität		$1.4293 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$
Reynoldszahl		53'156
Skalierungsfaktor	1	0.29134

Der Skalierungsfaktor ergibt sich aus dem Verhältnis von skalierten und realer Kanalhöhe und ist für die Generierung der Diffusorgeometrie, der damit verbundenen Vernetzung sowie dem Setup erforderlich. Im Netzgenerierungsskript werden anhand dieses Faktors alle Größen simultan umgerechnet. Um sicherzustellen, dass bei der Ermittlung der Kennzahl mit der Kanalhöhe die richtige Größe betrachtet wurde, werden die Strömungslösungen verglichen. Das Turbulenzmodell ist, wie im Kapitel 2.2.1 erläutert, das Menter SST $k-\omega$ -Modell. Das verwendete Netz wurde im Vorhinein nicht untersucht oder modifiziert. Die Sensitivität des Netzes wird in Kapitel 3.3 untersucht. Zunächst soll der Einfluss der Skalierung auf das Konvergenzverhalten betrachtet werden. Als Kriterium hierfür gilt der sich einzustellende Massenstrom und wann dieser einen stationären Wert erreicht. Auch die Konvergenz des maximalen Residuums wird betrachtet. Um zu verdeutlichen, dass TRACE bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten ein besseres Lösungsverhalten aufweist, ist in Abbildung 3.2 auch das Konvergenzverhalten höherer Machzahlen ($Ma = 0.2$ und 0.3) gezeigt. Der Trend, dass eine Erhöhung der Machzahl schneller zu einem stationären Wert führt, ist in Abbildung 3.2a deutlich zu erkennen. Die Abweichungen der sich einstellenden Massenströme sind mit der Entdimensionierung zu erklären. Hierbei spielt der erwähnte

Skalierungsfaktor eine Rolle. Bei der Berechnung wurde die molekulare Viskosität für alle Fälle als konstant angenommen. Auch der Unterschied der Dichte aufgrund der steigenden Kompressibilität wurde vernachlässigt. Die Residuen (Abbildung 3.2b) bestätigen das bessere Konvergenzverhalten durch höhere Strömungsgeschwindigkeiten. Es lässt sich festhalten, dass für die Skalierung auf eine Machzahl von 0.1 die Abweichungen des Massenstroms im Toleranzbereich liegen und ein besseres Konvergenzverhalten erzielt wird. Nachfolgende Untersuchungen betrachten lediglich die Skalierung für $Ma = 0.1$.

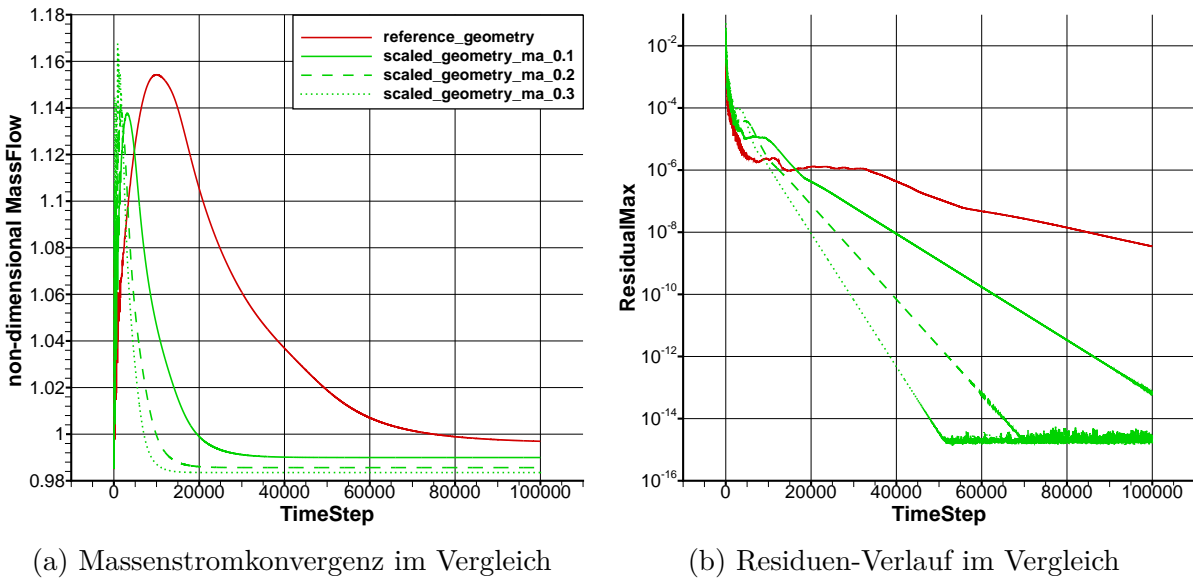
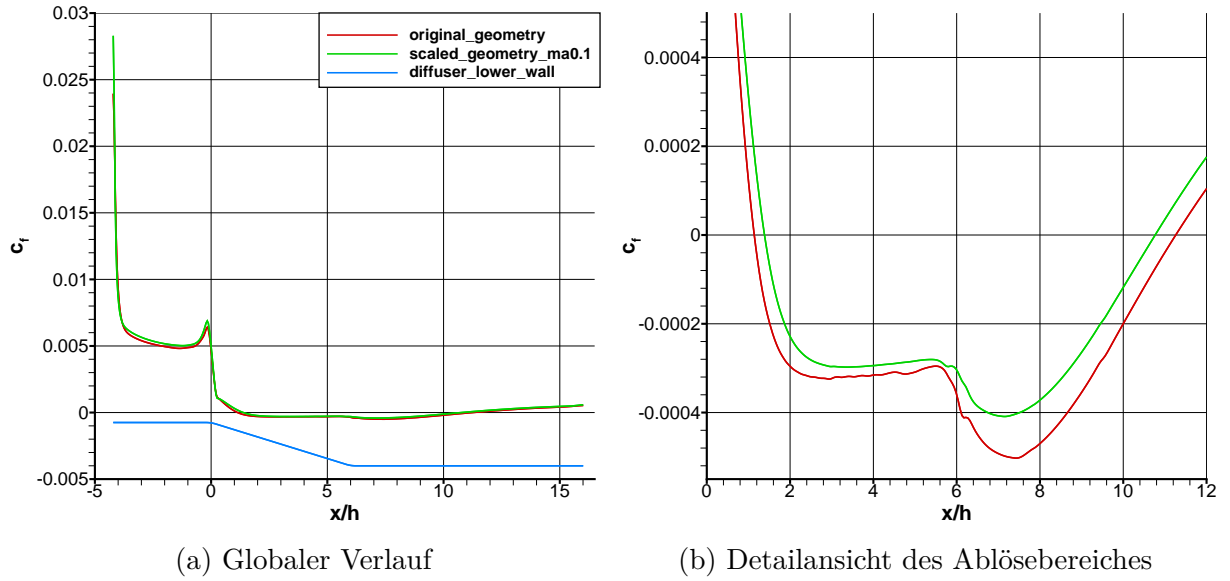


Abbildung 3.2: Konvergenzverhalten der realen und skalierten Geometrien

Nachdem das bessere Konvergenzverhalten bestätigt wurde, sei die zweidimensionale Ablösung anhand der c_f -Verläufe in Abbildung 3.3 betrachtet. Abbildung 3.3a zeigt die globalen Verläufe des c_f -Wertes auf der unteren Wand des Diffusors. Neben den beiden Verläufen für die reale und die skalierte Geometrie ist auch die untere Wand des Diffusors (—) zur Orientierung eingezeichnet. In Abbildung 3.3b ist der Bereich der Ablösung detaillierter gezeigt. Der globale Verlauf lässt zunächst keine prägnanten Unterschiede erkennen. Die Detailbetrachtung zeigt kleine Unterschiede im relevanten Bereich der Ablösung. Tabelle 3.4 fasst die Unterschiede quantitativ zusammen.

Tabelle 3.4: Ablöse- und Wiederanlegepunkte der realen und der skalierten Geometrie

Geometrie	Ablösepunkt	Wiederanlegepunkt
real	1.14	11.26
skaliert	1.39	10.77


 Abbildung 3.3: c_f -Verläufe der originalen sowie der skalierten Geometrie

Die Darstellung der Stromlinien in Abhängigkeit der Verhältnisse u/u_{bulk} und w/u_{bulk} verdeutlicht in Abbildung 3.4 ebenfalls, dass die Strömungsform keine signifikanten Unterschiede aufweisen. Der Bereich der Ablöseblase ist in beiden Fällen nahezu identisch.

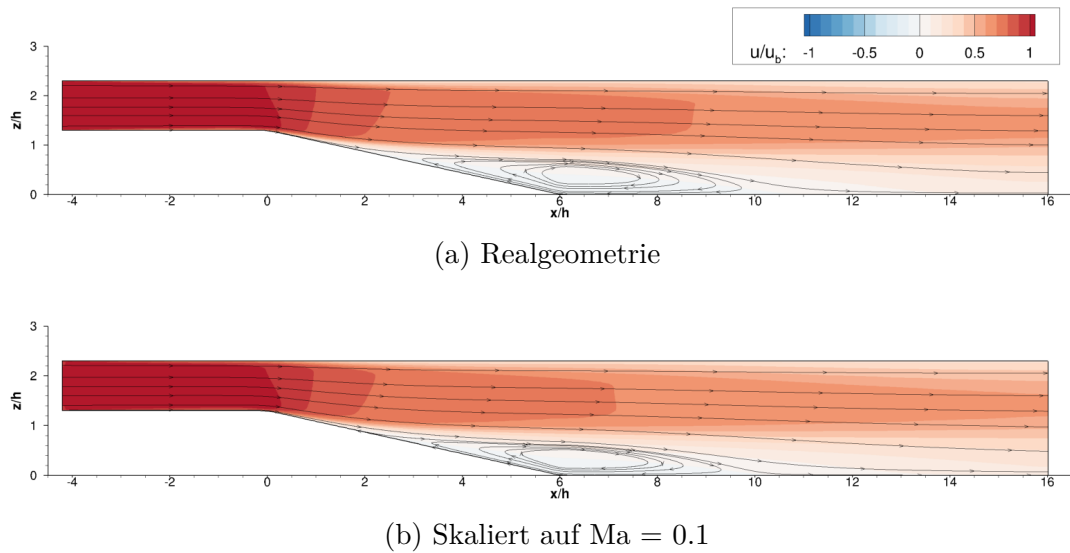


Abbildung 3.4: Ablöseblase in zweidimensionaler Geometrie unter realen und skalierten Bedingungen

Die Betrachtung der Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 3.5 verdeutlicht, dass die Skalierung auf eine höhere Machzahl, unter Berücksichtigung der bestimmenden Kennzahl, gelungen ist. Basierend auf diesen Erkenntnissen werden die Voruntersuchungen und nachfolgende Simulationen mit der skalierten Geometrie durchgeführt.

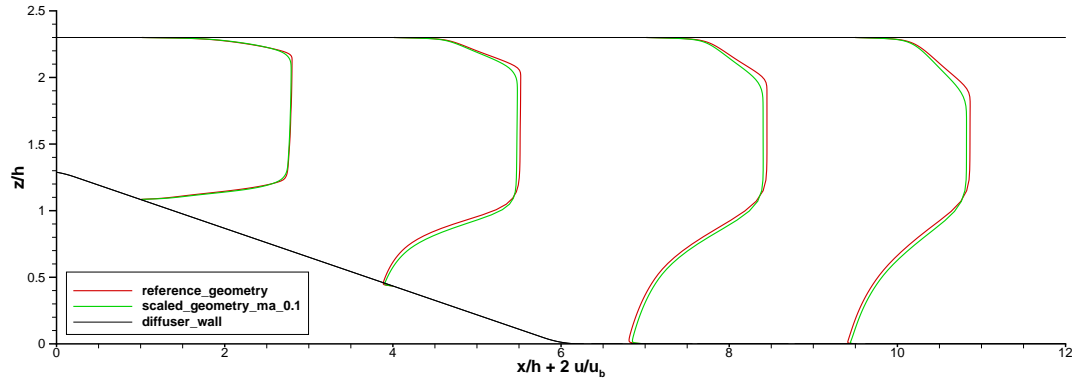


Abbildung 3.5: Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit von u/u_{bulk}

3.3. Einleitende Netzstudie

Um den numerischen Aufwand abzuschätzen und dennoch eine ausreichende Auflösung zu erzielen, soll die Netzsensitivität untersucht werden. Während eine zu grobe Auflösung mögliche Effekte nicht vollständig erfasst, ist eine zu feine Auflösung aufgrund des steigenden Rechenaufwandes nicht wünschenswert. Bevor eine globale und detaillierte Netzstudie durchgeführt wurde, ist die Anzahl der Zellen in x -Richtung pauschal erhöht worden. Dies dient dazu, den Bereich des Diffusors und des Downstream-channels unabhängig vom Zellfaktor feiner aufzulösen. Basierend darauf ist das Netz in seiner Grundkonfiguration bei Zellfaktor 1 mit $186 \times 40 \times 1$ definiert (vergleiche vorher $120 \times 40 \times 1$).

Globale Netzstudie Zunächst wurde durch die Variation des Zellfaktors eine globale Untersuchung durchgeführt. Der Zellfaktor erhöht die Zellanzahl in alle Richtungen im gleichen Verhältnis. Tabelle 3.5 listet die untersuchten Netze auf.

Tabelle 3.5: Netzkonfigurationen für die globale Untersuchung

Zellfaktor	Zellanzahl [i × j × k]	Gesamtzellen
1	$186 \times 40 \times 1$	7'440
2	$372 \times 80 \times 1$	29'760
3	$558 \times 120 \times 1$	66'960
4	$744 \times 160 \times 1$	119'040
5	$930 \times 200 \times 1$	186'000
3_old	$360 \times 120 \times 1$	43'200

Ähnlich wie im vorherigen Kapitel wird zunächst betrachtet, wann sich ein stationärer Wert des Massenstromes einstellt (siehe Abbildung 3.6). Allerdings wird hier der dimensionsbehaftete Massenstrom dargestellt, da die Geometrie in allen Fällen identisch ist. Um

die eingangs erwähnte Verbesserung der Zellanzahl in x -Richtung belegen zu können, wird das vorherige Netz in den Untersuchungen ebenfalls betrachtet (---). Es zeigt sich, dass die Netzfeinheit einen Einfluss auf das Erreichen der stationären Lösung hat. Während das gröbste Netz einen stationären Wert des Massenstroms zwar am schnellsten erreicht, ist zu sehen, dass dieser von den Werten feinerer Netze abweicht. Auch der Zellfaktor 2 scheint nicht ausreichend fein genug zu sein. Die Netze der Zellfaktoren 3 - 5 konvergieren alle gegen einen vergleichbaren Wert, was darauf hinweist, dass hier eine gute Netzkonzvergenz erreicht wird. Die Netzversion 3_old scheint zunächst gute Ergebnisse zu erzeugen, da sie im Gegensatz zu der vergleichbaren Netzversion 3 schneller einen stationären Wert erreicht.

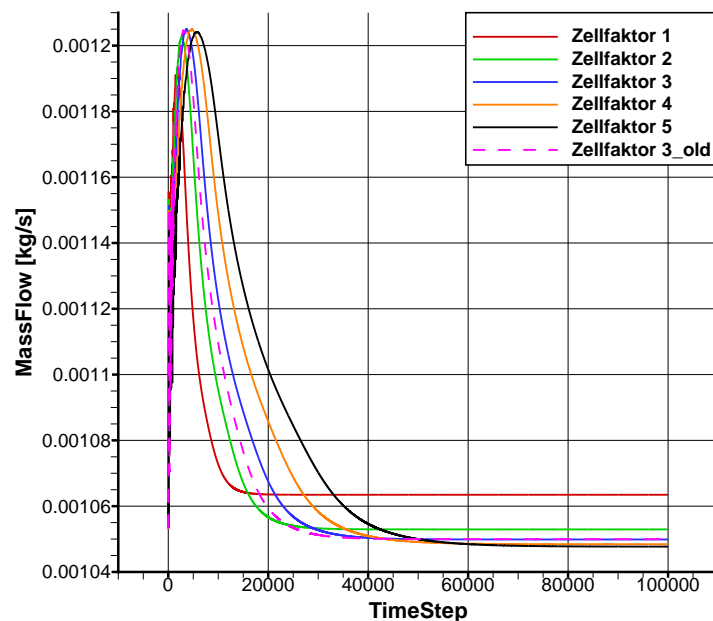


Abbildung 3.6: Einfluss unterschiedlicher Netzfeinheiten auf das Konvergenzverhalten des Massenstroms bei globaler Variation

Bei Betrachtung der Simulationsdauer in Tabelle 3.6 stellt man allerdings im Vergleich zu den anderen Netzkonfigurationen ein Nachteil fest. Die Zellanzahl der alten Version lässt im Verhältnis eine geringere Simulationsdauer erwarten. Allerdings ist zu erkennen, dass diese die längste Simulationszeit benötigt. Die anfangs erwähnte Erhöhung der Zellen in x -Richtung zeigt somit einen positiven Effekt. Tendenziell sieht man, dass die Erhöhung der Zellanzahl immer einen deutlichen Anstieg der Simulationsdauer mit sich bringt. Das untypische Verhältnis von Zellabnahme und zeitlicher Änderung ist auf ein Splitting von 24 Blöcken zurückzuführen. Für die Zellfaktoren 1-3 sind die Prozessoren unterbelastet.

Auf das Loadbalancing und eine geeignete Auslastung der Prozessoren wurde im Rahmen der Voruntersuchungen nicht geachtet.

Tabelle 3.6: Simulationsdauer unterschiedlicher Netzfeinheiten bei globaler Variation im Zweidimensionalen

Zellfaktor	Simulationsdauer $\left[\frac{\text{CPU} \times s}{\text{Timestep}} \right]$	relative Abweichung (bezogen auf Faktor 5)
1	0.399	−89%
2	0.723	−77%
3	1.294	−60%
4	2.129	−34%
5	3.249	—
3_old	3.651	+12%

Auch die Betrachtung der c_f -Verläufe bestätigt erste Einschätzungen. Während das größte Netz starke Abweichungen im Bereich der Ablösung zeigt (3.7a), ist zwischen den weiteren Netzkonfigurationen kein entscheidender Unterschied zu erkennen, was die quantitativen Werte aus Tabelle 3.7 bestätigen.

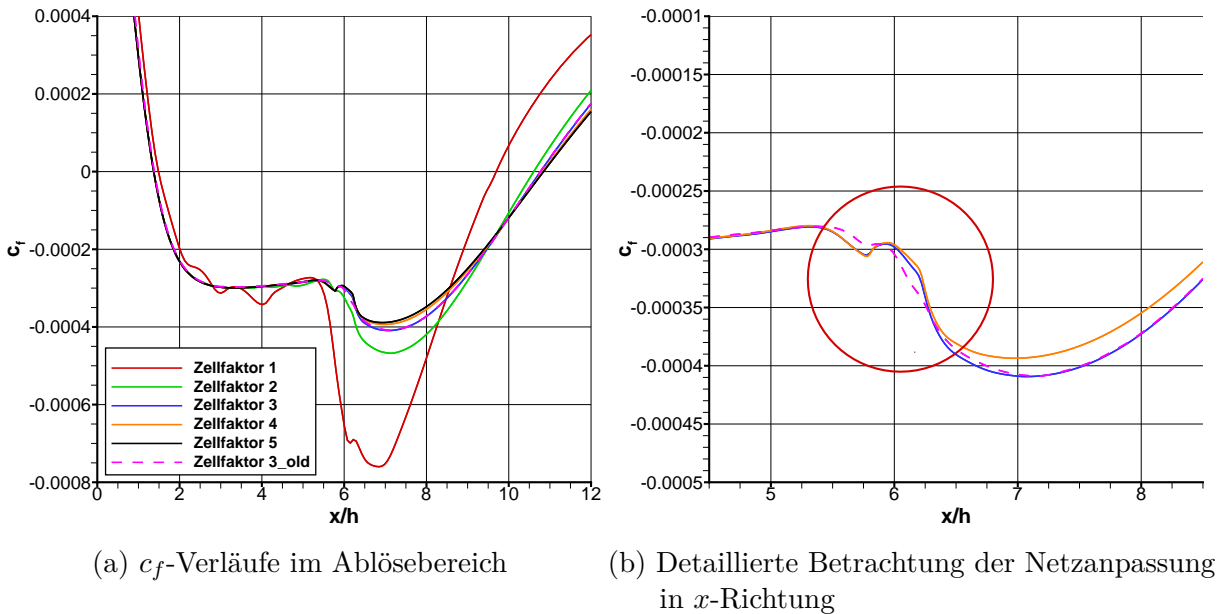


Abbildung 3.7: c_f -Verläufe bei globaler Variation der Netzfeinheit

Um allerdings nicht nur die Ablöse- und Wiederanlegepunkte verlässlich zu bestimmen, sondern auch die Effekte in der Ablöseblase zu erfassen, wird der Zwischenbereich nochmals genauer betrachtet, wie in Abbildung 3.7b zu sehen ist. Hier zeigt sich, dass das vorherige Netz auch in diesem Bereich kleine Abweichungen aufweist und die Verläufe der neuen Netzversion nicht in Gänze trifft. Da die Verläufe der Zellfaktoren 3 und 4 vergleichbar

Tabelle 3.7: Einfluss der Netzfeinheit auf die Ablöse- und Wiederanlegepunkte bei globaler Variation des Netzes

Zellfaktor	Ablösepunkt	Wiederanlegepunkt
1	1.49	9.70
2	1.37	10.61
3	1.37	10.77
4	1.37	10.82
5	1.37	10.85
3_old	1.39	10.77

sind und eine weitere Verfeinerung auf Faktor 5 keine starke Veränderung dieses Verlaufes herbeiführt, ist davon auszugehen, dass sie am ehesten den zu erwartenden Verlauf wiedergeben.

Detaillierte Netzstudie Um der Maßgabe „so fein wie nötig, aber so grob wie möglich“ zu genügen, stellt der Zellfaktor 3 eine gute Wahl dar. Allerdings ist sicherzustellen, dass alle Bereiche hinreichend genau aufgelöst sind. Es wird also im Bereich der Ablösung die Zellanzahl nochmals variiert. Tabelle 3.8 fasst die untersuchten Netze zusammen. Es wurde hauptsächlich eine Erhöhung der Zellen in z -Richtung betrachtet, während hierbei der Zellfaktor zwischen 2 und 3 variiert. Die alte Netzversion 3_old aus der globalen Studie wird aufgrund ihrer dargestellten Nachteile nicht mehr mit einbezogen.

Tabelle 3.8: Netzkonfigurationen für die detaillierte Untersuchung

Zellfaktor	Zellanzahl $[i \times j \times k]$	Gesamtzellen
2_v.1	$372 \times 120 \times 1$	44'640
2_v.2	$372 \times 160 \times 1$	59'520
3_v.1	$558 \times 180 \times 1$	100'440

Verglichen werden die Modifikationen mit den Netzen der Zellfaktoren 3 und 4 aus der globalen Studie. Bei Betrachtung der Massenstromverläufe zeigen sich keine deutlichen Vorteile der neuen Vernetzung. Abbildung 3.8 zeigt, dass die Versionen 2_v.1 und 2_v.2 einen vergleichbaren Verlauf wie die Zellfaktorversion 3 aus der globalen Studie haben. Dies ist damit zu erklären, dass sich die Zellzahlen durch die Erhöhung in z -Richtung annähern. Gleiches gilt für die Version 3_v.1 im Vergleich zu Zellfaktorversion 4.

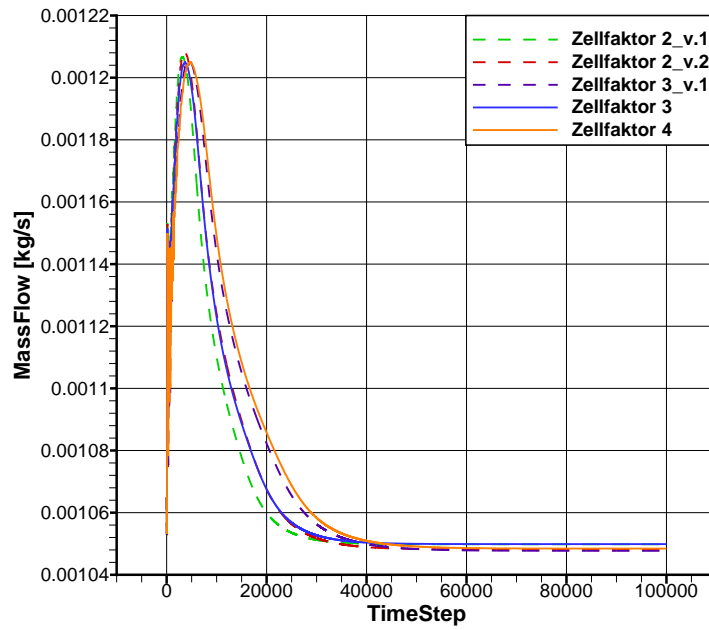
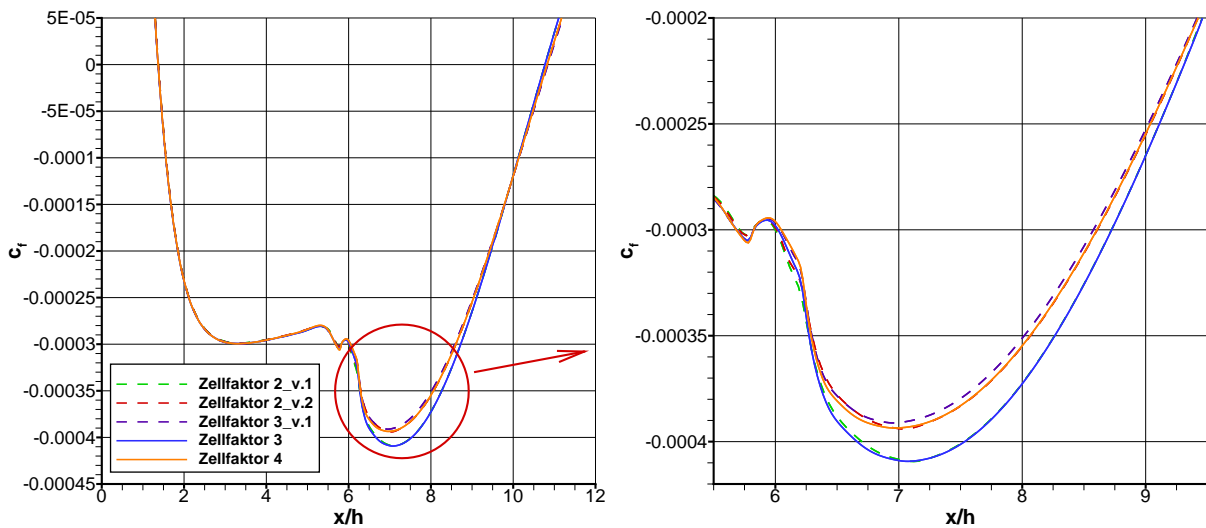


Abbildung 3.8: Einfluss unterschiedlicher Netzfeinheiten auf das Konvergenzverhalten des Massenstroms bei detaillierter Variation

Den c_f -Verläufen in Abbildung 3.9 ist zu entnehmen, dass die Version 2_v.1 den Ablösebereich vergleichbar gut wie Version 3 aus der globalen Studie wiedergibt, obwohl deutlich weniger Zellen verwendet wurden. Auch die Versionen 2_v.2 und 3_v.1 enthalten im Vergleich zu den Versionen 3 und 4 aus der globalen Studie weniger Zellen und lösen die Ablösung dennoch vergleichbar gut auf.



(a) c_f -Verläufe im Ablösebereich

(b) Detailansicht der abweichenden Bereiche

Abbildung 3.9: c_f -Verläufe bei detaillierter Variation der Netzfeinheit

Der positive Effekt durch die geringere Zellanzahl und dennoch vergleichbar guter Darstellung der Ablösung ist nicht so deutlich, dass die Verringerung der Zellen für die anstehenden Studien zwangsläufig als zielführend eingeordnet wurde. Insbesondere die Betrachtung im dreidimensionalen, sowie die Berechnung mittels DES-Modellen, welche ein sehr feines Netz benötigen, führte zu der Entscheidung, dass die Zellanzahl nicht weiter verringert werden sollte. Eine Einschätzung der Auswirkungen auf die Qualität der DES-Ergebnisse bei zu grobem Netz kann an dieser Stelle noch nicht gegeben werden. Auch die Betrachtung der Simulationsdauer zeigte keinen großen positiven Nutzen der detaillierten Netzvariation gegenüber vorherigen Versionen.

3.4. Untersuchungen zum Expansionsverhältnis in zweidimensionaler Geometrie

Die letzte Betrachtung im Rahmen der Voruntersuchungen ist das Expansionsverhältnis (EV) des Diffusors. Es ist das Verhältnis von Austrittsquerschnitt zu Eintrittsquerschnitt. Abhängig von diesem treten im Diffusor Ablösungen unterschiedlicher Größe auf. Bevor zeitintensive 3D-Rechnungen begonnen werden, sind erste Abschätzungen im zweidimensionalen zu treffen, um sicherzustellen, dass relevante Bereiche und Phänomene der Ablösung erfasst werden. Diese Abschätzungen dienten auch dem Team des Prüfstandes für die Festlegung erster geometrischer Rahmenbedingungen und Expansionsverhältnisse. Es wird die Variation von 2.0 bis 3.0 bewertet.

Ein anschauliches Bild über die Größe der Ablösung ist durch die c_f -Verläufe in Abbildung 3.10 gegeben. Man erkennt, dass durch den eingegrenzten Untersuchungsbereich die Grenzfälle eingeschlossen sind. Während für das Verhältnis 2.0 nur eine sehr kleine Ablösung zu erwarten ist, zeigt der Verlauf für 3.0, dass der Wiederanlegepunkt weit außerhalb der zu untersuchenden Geometrie liegen würde.

Die Werte der Ablöse- und Wiederanlegepunkte aus Tabelle 3.9 werden auch durch die Visualisierung der Ablösungen anhand der Stromlinien in Abbildung 3.11 bestätigt. Der Farbgebung ist durch das Verhältnis u/u_{bulk} mit steigendem Expansionsverhältnis ein immer größer werdender Ablösebereich zu entnehmen, wobei weiß/blau hierbei den Bereich der

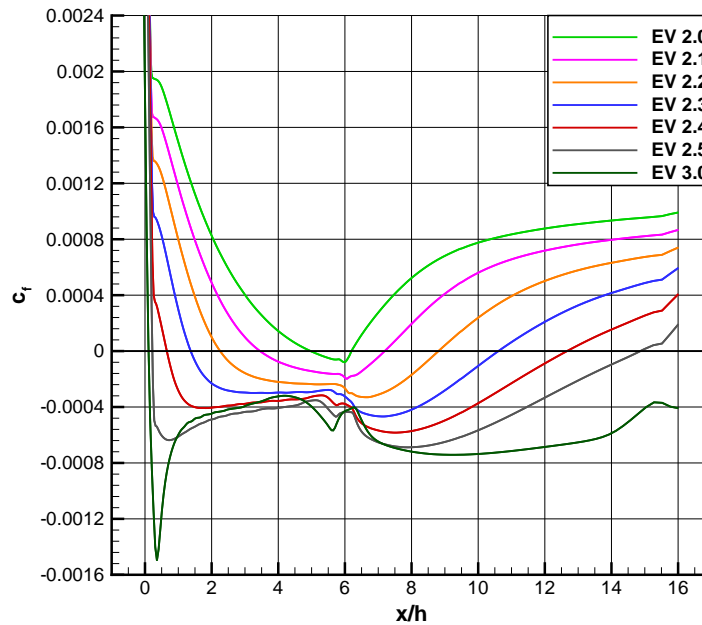
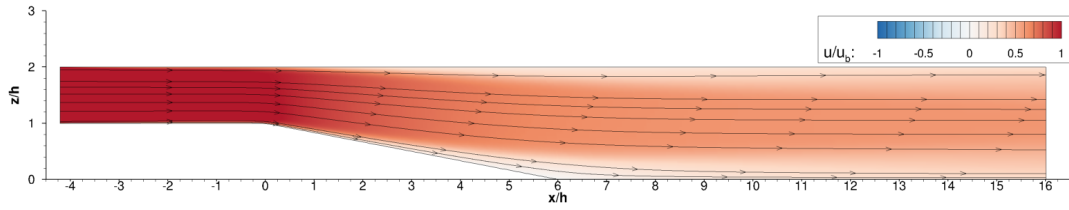


Abbildung 3.10: c_f -Verläufe im Ablösebereich bei variierendem Expansionsverhältnis

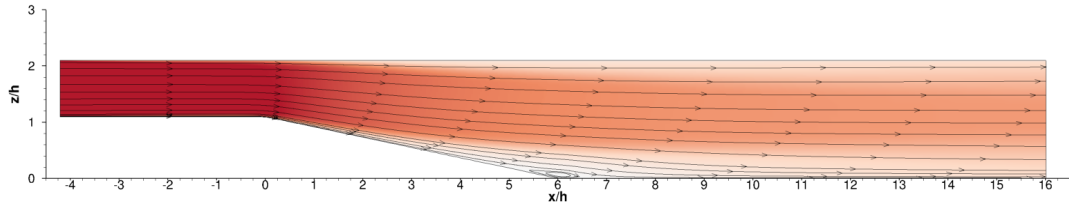
Ablösung und Rückströmung kennzeichnet. Wie bereits durch die c_f -Verläufe ausgedrückt, ist für das Expansionsverhältnis 2.0 (Abbildung 3.11a) optisch keine deutliche Ablösung zu erkennen und für das Expansionsverhältnis 3.0 (Abbildung 3.11g) erkennt man die Größe der Ablöseblase, sowie die Rückströmungen bis zum Ende des Downstream-Channels. Um sicher zu stellen, dass die Messtechnik verwertbare Ergebnisse aufzeichnen kann, wurde sich für die Versuchsreihen zu einen für den moderatesten Fall EV 2.0 und als Variante der größeren Ablösung für EV 2.3 entschieden.

Tabelle 3.9: Ablöse- und Wiederanlegepunkte bei variierendem Expansionsverhältnis

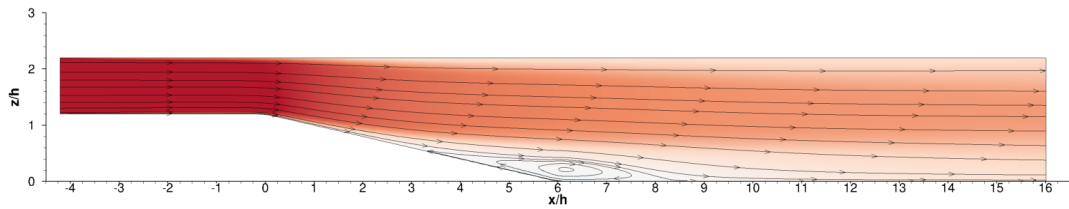
Expansionsverhältnis	Ablösepunkt	Wiederanlegepunkt
2.0	4.97	6.20
2.1	3.45	7.19
2.2	2.25	6.81
2.3	1.37	10.61
2.4	0.66	12.67
2.5	0.22	14.87
3.0	0.11	-



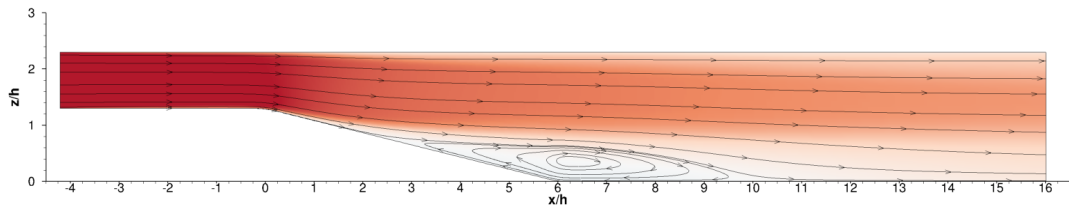
(a) Expansionsverhältnis 2.0



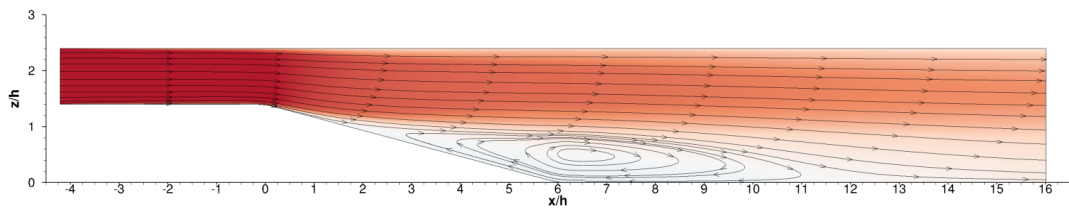
(b) Expansionsverhältnis 2.1



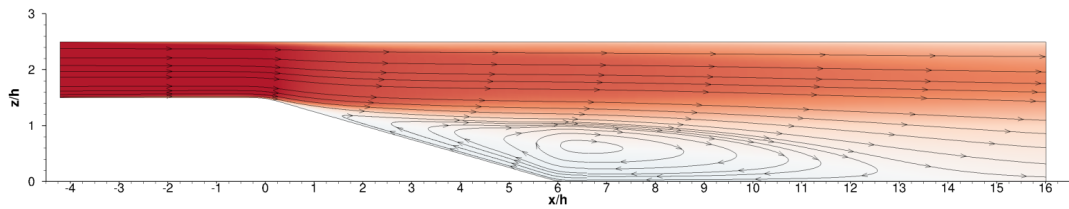
(c) Expansionsverhältnis 2.2



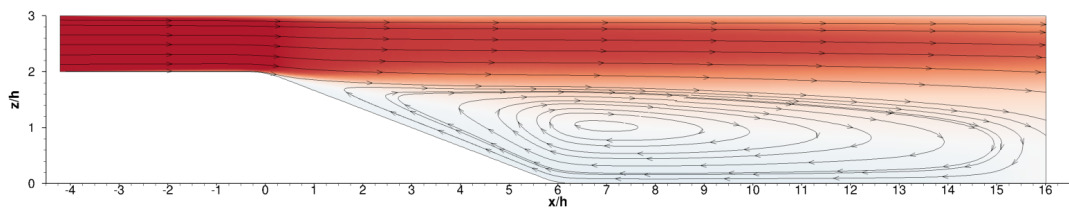
(d) Expansionsverhältnis 2.3



(e) Expansionsverhältnis 2.4



(f) Expansionsverhältnis 2.5



(g) Expansionsverhältnis 3.0

Abbildung 3.11: Visualisierung der Ablöseblase anhand der Stromlinien in Abhängigkeit von u/u_{bulk} und w/u_{bulk}

3.5. Erkenntnisse der Voruntersuchungen

Die Voruntersuchungen haben zum einen gezeigt, dass die Skalierung auf eine Machzahl von 0.1 unter Beibehaltung der Reynoldszahl gültig ist und somit Simulationsergebnisse mit den Versuchen auf dem Prüfstand umgerechnet und verglichen werden können. Nach einer Studie zu der Netz-Sensitivität hat sich das Netz $558 \times 120 \times 1$ als beste Wahl ergeben. Die globale sowie detaillierte Betrachtung bestätigt dies. Nachdem abschließend analysiert wurde, welchen Einfluss das Expansionsverhältnis auf die Größe und Lage der Ablösung hat, wurde sich für die bevorstehenden Untersuchungen, unter Berücksichtigung der Rahmenbedingungen des Prüfstandes, für die *Expansionsverhältnisse* 2.0 und 2.3 entschieden. Es ist zu betonen, dass die Voruntersuchungen eine erste schnelle Abschätzung ermöglichen sollten. Detailliertere Untersuchungen und Auswertungen folgen nun im Kapitel 4 zu den dreidimensional abgelösten Strömungen.

4. Simulation dreidimensional abgelöster

Diffusorströmung

In diesem Kapitel werden – basierend auf dem zuvor festgelegten Setup – die Simulationen zu dreidimensional abgelösten Diffusorströmungen dargestellt. Zunächst soll ein Fokus auf die konventionellen RANS-Modelle und insbesondere die DRSM gelegt werden. Anschließend erfolgt die Simulation der Strömung mit einem ausgewählten skalenauflösenden Verfahren.

4.1. Validierung der Voruntersuchung in dreidimensionaler Geometrie

Für die dreidimensionale Betrachtung werden die Zellen in y -Richtung auf die gleiche Anzahl wie in z -Richtung gesetzt, sodass sich für den Zellfaktor 3 ein Netz von $558 \times 120 \times 120$ ergibt. Das Splitting wurde auf 96 Blöcke angehoben. Um die Plausibilität zu gewährleisten, sei die Skalierung des Testfalles eingehend auch im dreidimensionalen Fall geprüft. Abbildung 4.1 zeigt die Verläufe der Massenstromkonvergenz.

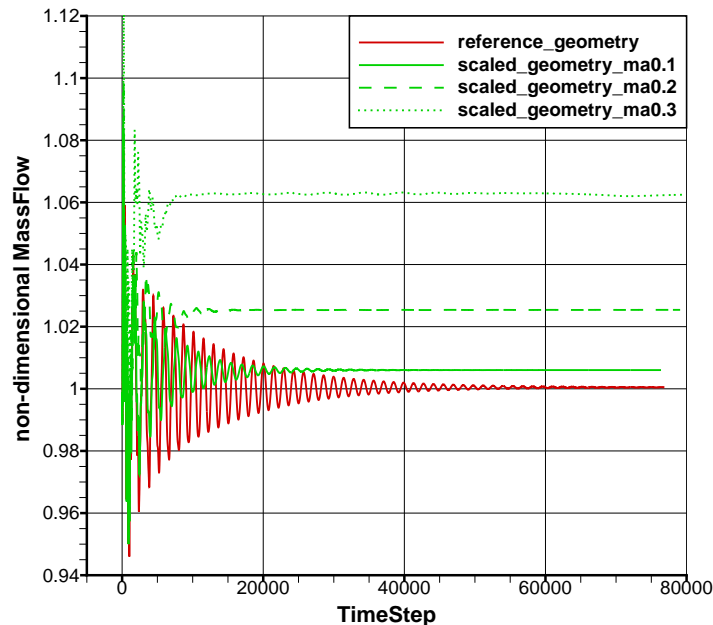
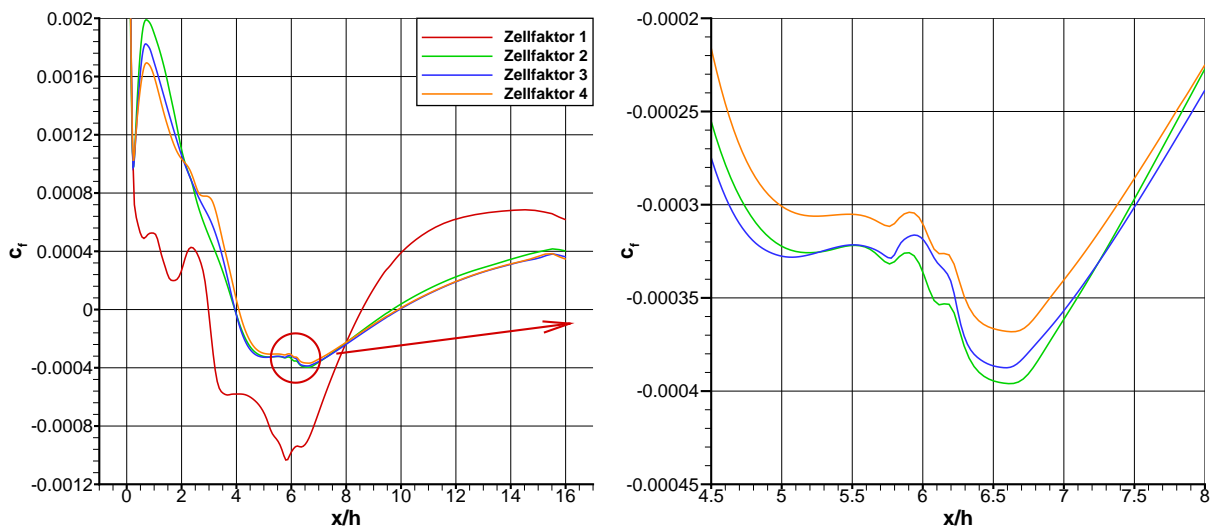


Abbildung 4.1: Konvergenzverhalten des Massenstroms im Dreidimensionalen für die reale und skalierte Geometrien

Das in Kapitel 3.2 gezeigte Konvergenzverhalten der Massenströme ist im Dreidimensionalen nicht zu erkennen, da mit einem Massenstromregler gerechnet wird. Das Regelverhalten

ist durch die charakteristischen Schwingungen der Kurven gut zu erkennen. Es bestätigt sich, dass höhere Machzahlen zu einem besseren „Dämpfungsverhalten“ führen und der definierte Wert des Massenstroms schneller erreicht wird. Die Abweichungen der Massenströme sind unter anderem mit den aufgeführten Ursachen aus Kapitel 3.2 zu erklären. Des Weiteren wird die in der Regelgröße Massenstrom enthaltene Dichte im Vorhinein mit den totalen Eingangsgrößen gebildet. Mit größer werdender Machzahl weichen die statischen Größen stärker von diesen ab, was zu den Abweichungen der Regelgröße führt. Neben der Überprüfung einer gelungenen Skalierung soll der Netzeinfluss im Dreidimensionalen betrachtet werden. Die c_f -Verläufe (Abbildung 4.2) sowie die Werte der Ablöse- und Wiederanlegepunkte (Tabelle 4.1) bestätigen die Erkenntnisse aus den Voruntersuchungen.



(a) Verläufe auf der unteren Wand in der Kanalmitte (b) Detailansicht des abweichenden Bereiches

Abbildung 4.2: Netzeinflüsse auf den c_f -Verlauf in dreidimensionaler Geometrie

Tabelle 4.1: Ablöse- und Wiederanlegepunkte der Validierung in dreidimensionaler Geometrie

Zellfaktor	Ablösepunkt	Wiederanlegepunkt
1	2.98	8.58
2	3.94	9.68
3	3.95	9.94
4	4.09	9.89

Während die größte Netzversion stark von den anderen abweicht, nähern sich die feineren Netze immer weiter an. In Abbildung 4.2b ist nur eine geringe Abweichung der drei Versionen zu erkennen, weshalb sich auch hier wird mit dem Hintergedanken der DES-Simulationen für ein zellintensiveres Netz (Zellfaktor 3) im Vergleich zu Faktor 2 entschieden wird. Der Zellfaktor 4 wäre mit $\approx 14'000'000$ Zellen zu rechenintensiv. Auf eine detaillierte Validierung wird an dieser Stelle verzichtet.

4.2. Simulationsergebnisse der RANS-Rechnungen

Die RANS-Modelle sollen auf zwei Weisen untersucht werden. Zum einen werden die Ergebnisse der DRSM in abgelösten Strömungen mit dem Menter SST k - ω -Modell verglichen, wobei das Wilcox k - ω -Modell ebenfalls als Referenz hinzugezogen wird. Es ist bekannt, dass dieses Modell im Bereich stark abgelöster Strömungen keine guten Vorhersagen trifft. Dennoch soll es zum Vergleich hinzugezogen werden. Weiter werden die in Kapitel 3.4 festgelegten Expansionsverhältnisse variiert, um unterschiedlich ausgeprägte Ablösungen beurteilen zu können und zu sehen, wie sich die Modelle hier verhalten.

4.2.1. Variation des Turbulenzmodells

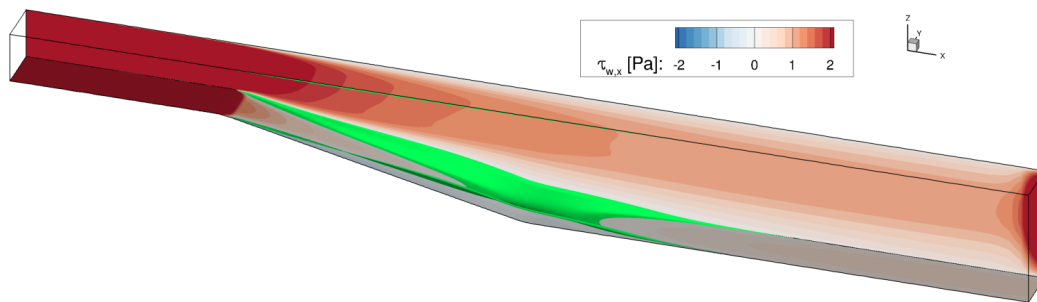
Die Variation des Turbulenzmodells wird bei einem Expansionsverhältnis von 2.3 betrachtet. Das Setup hierfür ist in Kapitel 3.1 beschrieben. Die Netzkonfiguration wurde in Kapitel 4.1 überprüft und festgelegt.

Die Betrachtung des zeitlichen Aufwands in Tabelle 4.2 bestätigt die Erwartungen. Während das Wilcox k - ω -Modell und das Menter SST k - ω -Modell kaum Differenzen aufzeigen, ist durch die Lösung der RS-Transportgleichung beim DRSM ein erhöhter numerischer Aufwand zu erkennen.

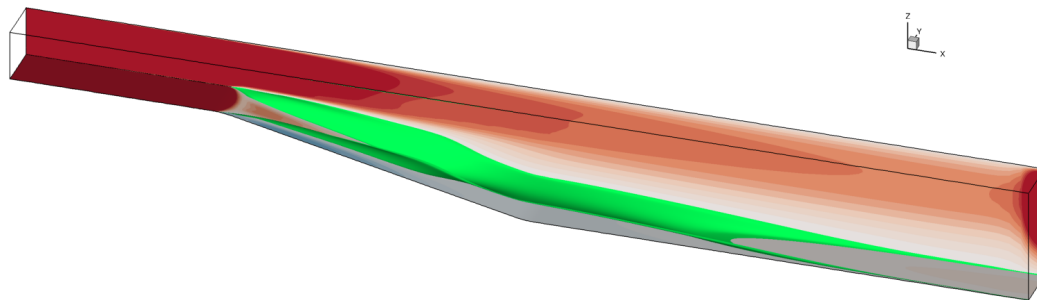
Tabelle 4.2: Simulationsdauer der unterschiedlichen RANS-Modelle im Dreidimensionalen

RANS-Modell	Simulationsdauer $\left[\frac{\text{CPU} \times s}{\text{Timestep}} \right]$	relative Abweichung (bezogen auf Wilcox)
Wilcox k - ω -Modell	108.810	—
Menter SST k - ω -Modell	108.677	−0.12%
SSG/LRR- ω -Modell	176.322	+62.05%

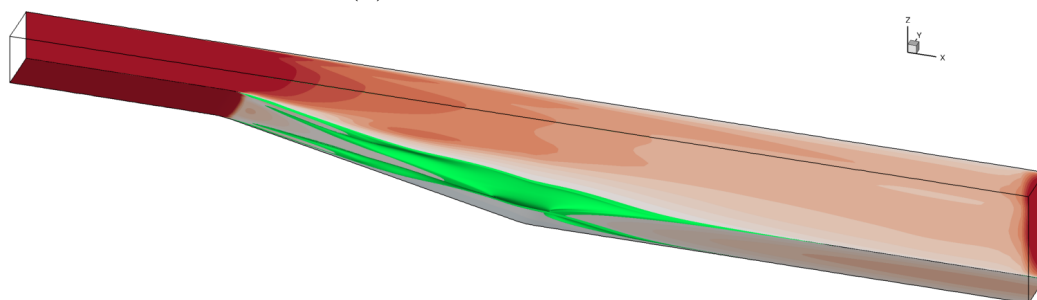
Einleitend seien in Abbildung 4.3 die Isoflächen in Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung betrachtet. Die Oberflächenkontur zeigt die x -Komponente der Wandschubspannung. Es werden die angesprochenen Modelle verglichen, während die Isofläche für $u = 0$ gezeichnet ist. Hierdurch ist die unterschiedliche Größe der Ablöseblase zu erkennen. Sie wird durch das Menter SST k - ω -Modell am größten ermittelt. Es zeigt sich außerdem, dass die anderen beiden Modelle tendenziell eine ähnliche Größe errechnen.



(a) Wilcox k - ω -Modell



(b) Menter SST k - ω -Modell



(c) SSG/LRR- ω -Modell

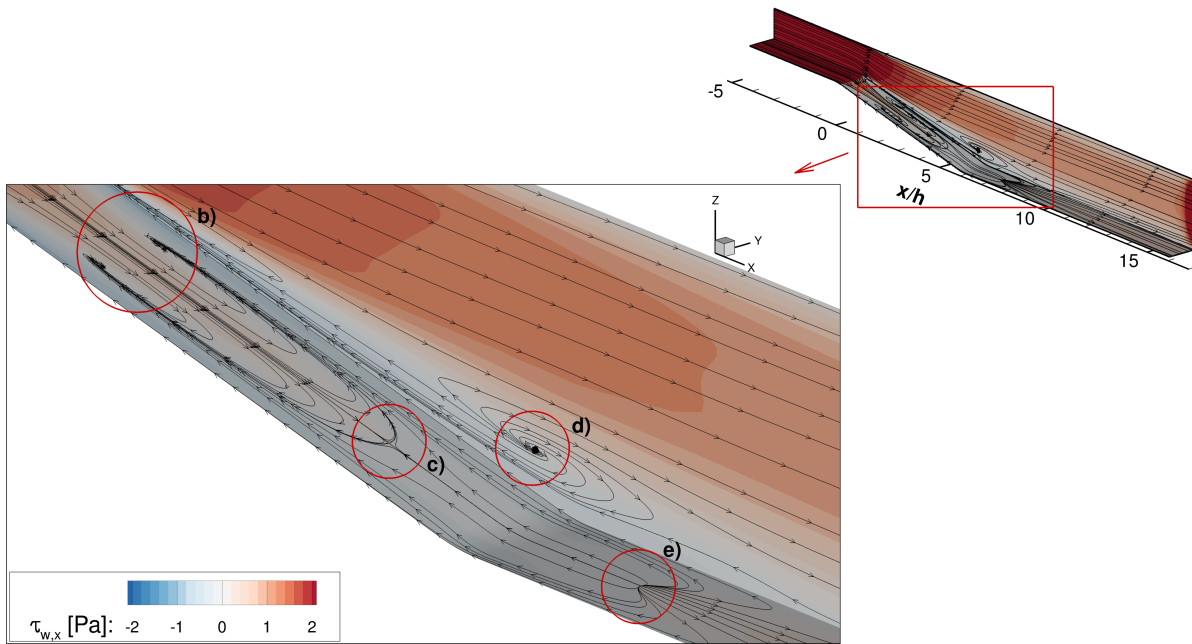
Abbildung 4.3: Isoflächen für $u = 0$ bei unterschiedlichen RANS-Modellen

Während die Isoflächen einen ersten Eindruck über das Ablösegebiet liefern, lässt sich die Strömung anhand der Topologie detaillierter charakterisieren. Die in Kapitel 2.1.2 eingeführten Formen der Singularitäten ermöglichen eine Einordnung und Bewertung der Strömung. Die Betrachtung der Topologie und einzelner Singularitäten erfolgt exemplarisch

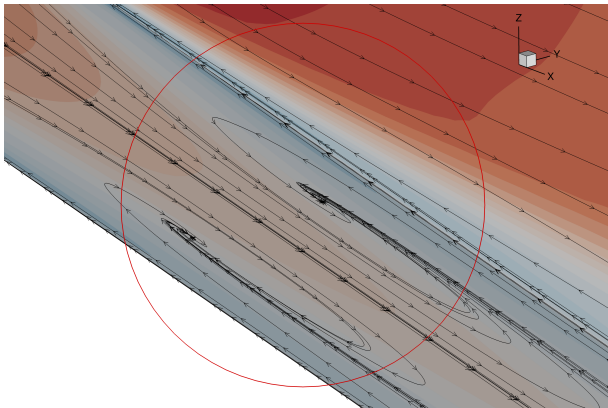
anhand des Wilcox k - ω -Modells in Abbildung 4.4. Zu sehen ist zunächst in Abbildung 4.4a eine Einordnung des relevanten Bereiches der Ablösungen in die Gesamtgeometrie des Diffusors. Die Oberflächenstromlinien sind in Abhängigkeit des Wandschubspannungsvektors gezeichnet, während auch hier die Oberflächenkontur in Abhängigkeit der Wandschubspannung gezeichnet ist. Die Formen der Knoten- und Sattelpunkte sind gut wiederzuerkennen. Detail c) (Abbildung 4.4c) und Detail e) (Abbildung 4.4e) zeigen den Ablöse- und Wiederanlegepunkt in der Kanalmitte. Es wird ersichtlich, wie im Sattelpunkt die Stromlinien zusammenlaufen und somit eine Ablösung charakterisieren. Genau gegenteilig verlaufen die Stromlinien aus dem Knoten heraus und visualisieren den Wiederanlegepunkt. Auch die Foki der Abbildung 4.4b und 4.4d entsprechen der Theorie und stellen Ablöse- und Wiederanlegepunkt dar.

Auf eine Betrachtung der anderen Turbulenzmodelle in dieser detaillierten Form wird verzichtet, da die Lage der Singularitäten von größerer Bedeutung ist. Hierfür zeigt Abbildung 4.5 den relevanten Bereich der Ablösung im Diffusor bei verschiedenen Turbulenzmodellen. Während das Wilcox k - ω -Modell und das Menter SST k - ω -Modell – ungeachtet der minimalen Verschiebung der Singularitäten in Strömungsrichtung – im globalen eine ähnliche Topologie vorweisen, ändert sich diese beim SSG/LRR- ω -Modell. Erkennbar ist die Verschiebung des Fokus an der Seitenwand des Diffusors. Das SSG/LRR- ω -Modell ermittelt diesen Punkt deutlich weiter stromauf im Kanal. Die Ablöse-Foki zu Beginn der abknickenden Wand liegen beim SSG/LRR- ω -Modell und Menter SST k - ω -Modell nah beieinander und die Sattelpunkte aller drei Modelle befinden sich in ähnlicher Position in der Kanalmitte. Die Kontur der Wandschubspannung verdeutlicht ebenfalls einen ausgeprägteren Rückströmbereich bei dem Menter SST k - ω -Modell.

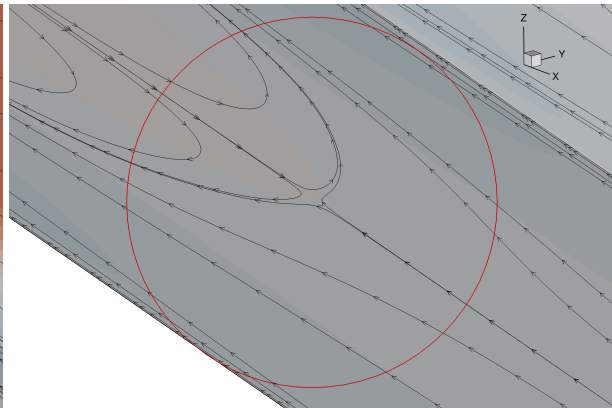
Anders als in zweidimensionaler Geometrie werden die c_f -Verläufe in Abbildung 4.6 an drei verschiedenen Positionen in y -Richtung betrachtet, um dreidimensionale Effekte besser zu erfassen. Gezeigt sind die Verläufe auf der unteren Diffusorwand. Abbildung 4.6a zeigt die Verläufe in der wandnahsten Zelle in y -Richtung. Während das Wilcox k - ω -Modell und das SSG/LRR- ω -Modell in diesem Bereich ähnliche Verläufe aufweisen, ist für das Menter SST k - ω -Modell eine Abweichung im Bereich der geneigten Wand zu erkennen. Mit größer werdendem y/h -Verhältnis bleiben diese Abweichungen bestehen. In Abbildung 4.6b nähern



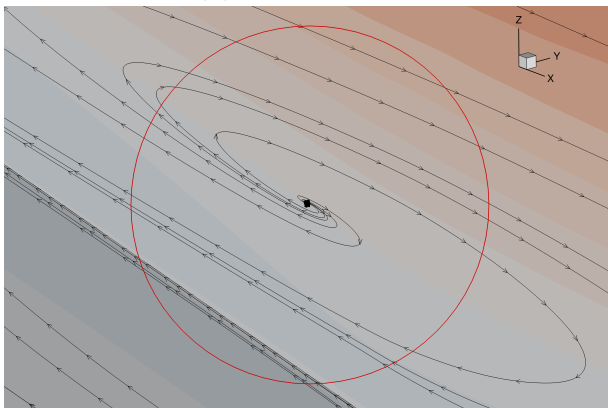
(a) Gesamtübersicht des Diffusors und Einordnung des relevanten Bereiches der Ablösungen



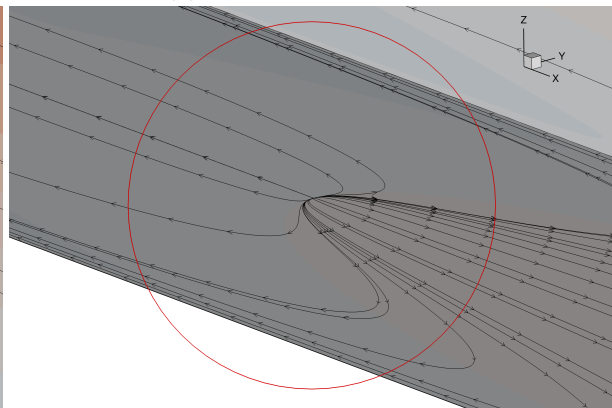
(b) Detail: Fokus



(c) Detail: Sattelpunkt



(d) Detail: Fokus



(e) Detail: Knoten

Abbildung 4.4: Darstellung der dreidimensionalen Topologie mittels Stromlinien in Abhängigkeit der Wandschubspannung am Beispiel des Wilcox $k-\omega$ -Modells

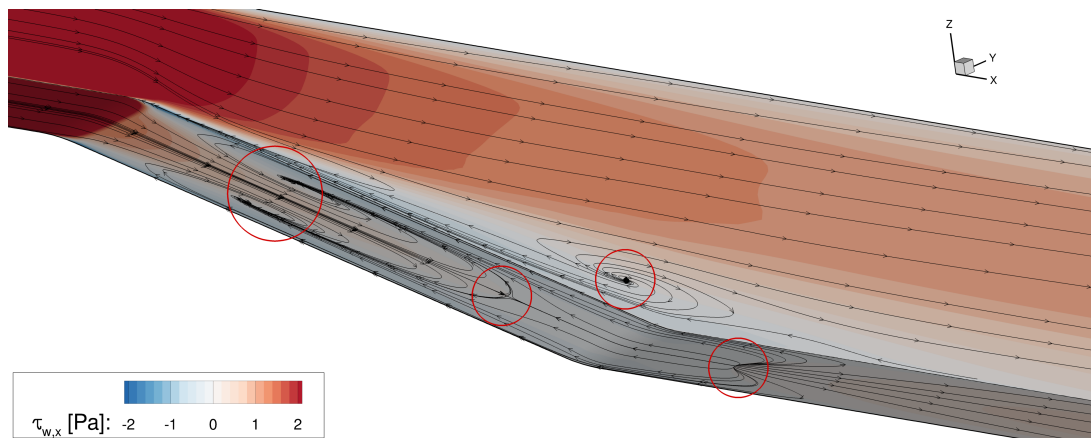
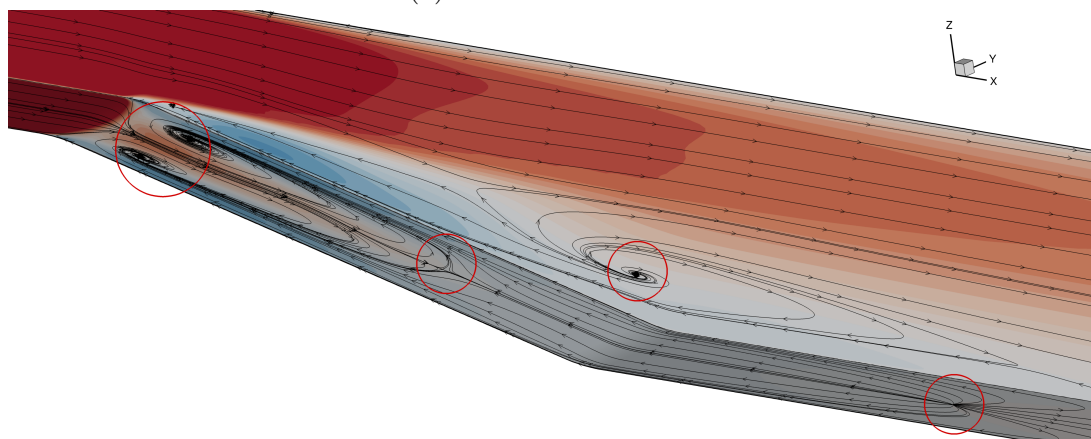
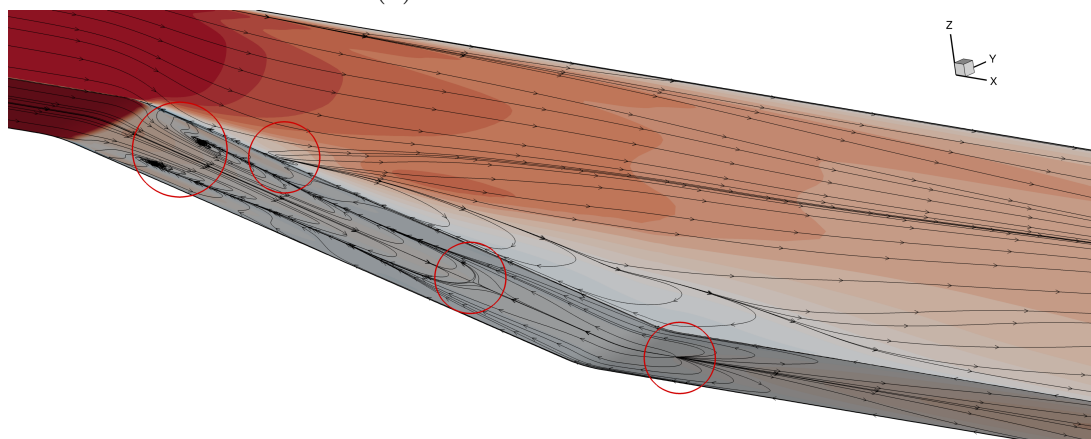
(a) Wilcox $k-\omega$ -Modell(b) Menter SST $k-\omega$ -Modell(c) SSG/LRR- ω -Modell

Abbildung 4.5: Auftretende Singularitäten bei verschiedenen RANS-Modellen

sich Menter und SSG/LRR im Bereich des Ablösepunktes zunächst an, wobei die Wiederanlegepunkte deutlich auseinander liegen. In der Kanalmitte (Abbildung 4.6c) nähern sich alle drei untersuchten Modelle einem Ablösepunkt an. Doch die Wiederanlegepunkte liegen auch hier weit auseinander. Generell ist zu sehen, dass das Menter SST $k-\omega$ -Modell im Anfangsbereich der abknickenden Wand einen stärkeren Sprung im c_f -Verlauf vorweist, welcher durch die anderen beiden Modelle in dieser Ausprägung nicht bestätigt wird. Die Größe der Ablöseblase und die Intensität der Rückströmungen werden durch das Menter SST $k-\omega$ -Modell am größten ermittelt. Diese Verläufe decken sich mit den vorherigen Erkenntnissen. Sowohl die Größe der Ablöseblase in Abbildung 4.3, als auch die gezeigten Ablöse- und Wiederanlegepunkte auf der unteren Kanalwand in Abbildung 4.5, werden anhand der c_f -Verläufe bestätigt. Die Wiederanlegepunkte im Fokus an den Seitenwänden in Abbildung 4.5 sind in Abbildung 4.6 nicht dargestellt. Sie zeigen allerdings, dass die Strömungsform komplexer Natur ist und auch an den Seitenwänden Ablösungen auftreten.

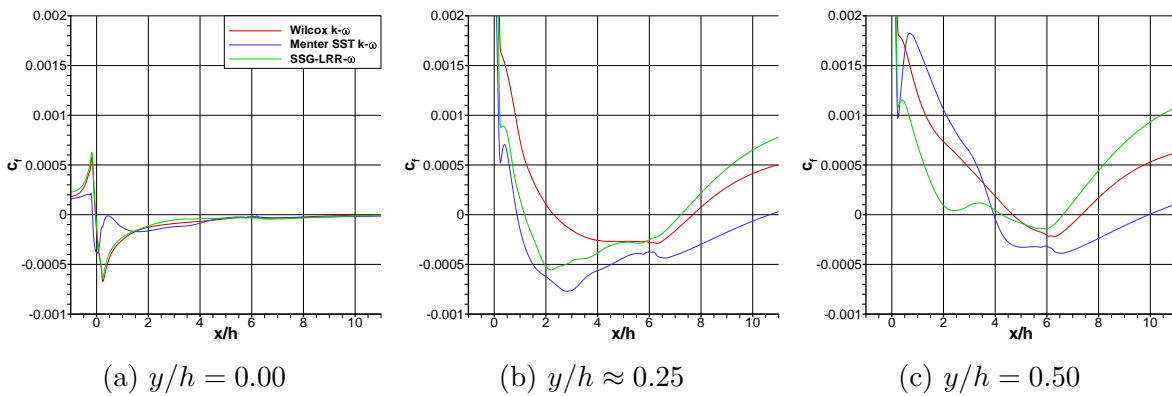


Abbildung 4.6: c_f -Verläufe bei variierendem Turbulenzmodell an definierten Positionen der unteren Diffusorwand

Nachdem die bisherigen Ergebnisse größtenteils auf der Oberfläche des Diffusors dargestellt wurden, ist in Abbildung 4.7 die dreidimensionale Form der Strömung visualisiert. Sie vergleicht den Ablösewirbel der unterschiedlichen Modelle im Raum. Die eingezeichnete Isofläche stellt ebenfalls $u = 0$ dar und ist leicht transparent, um den Verlauf der Stromlinien auch unterhalb der Flächen kenntlich zu machen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Stromlinien (in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsvektoren) immer auf den gleichen Zellindizes beginnend gezeichnet. Hierbei erkennt man, dass der Ablösewirbel bei den Modellen basierend auf dem Boussinesq-Ansatz (Abbildungen 4.7a und 4.7b)

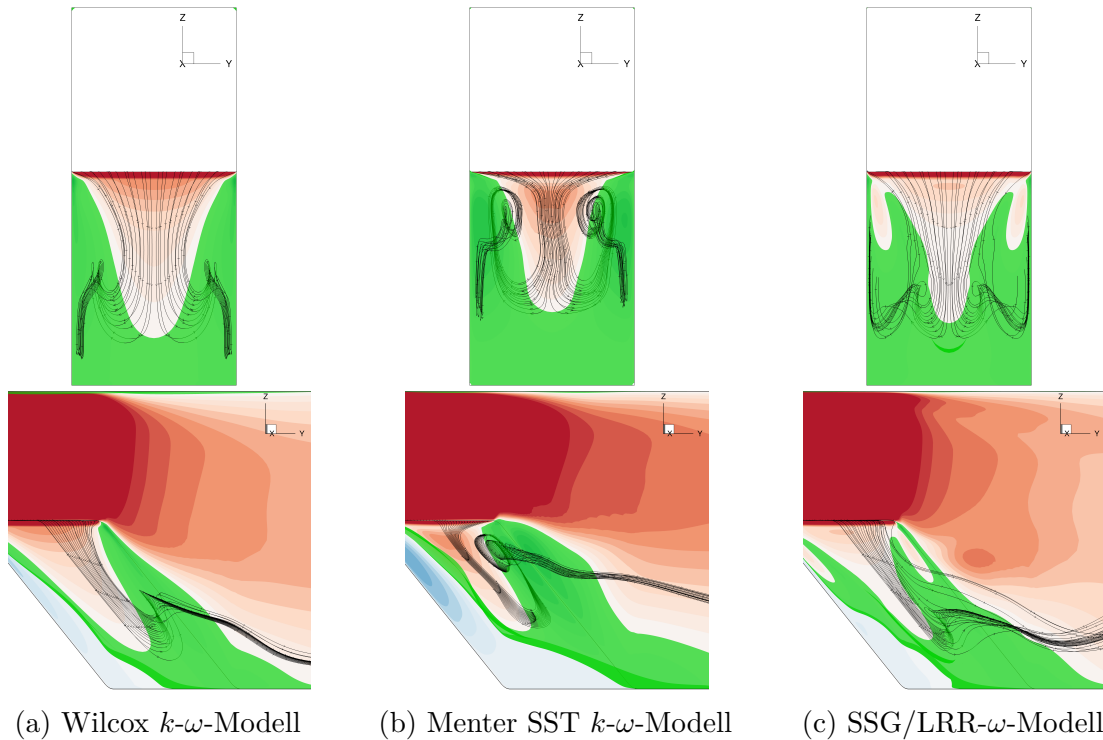
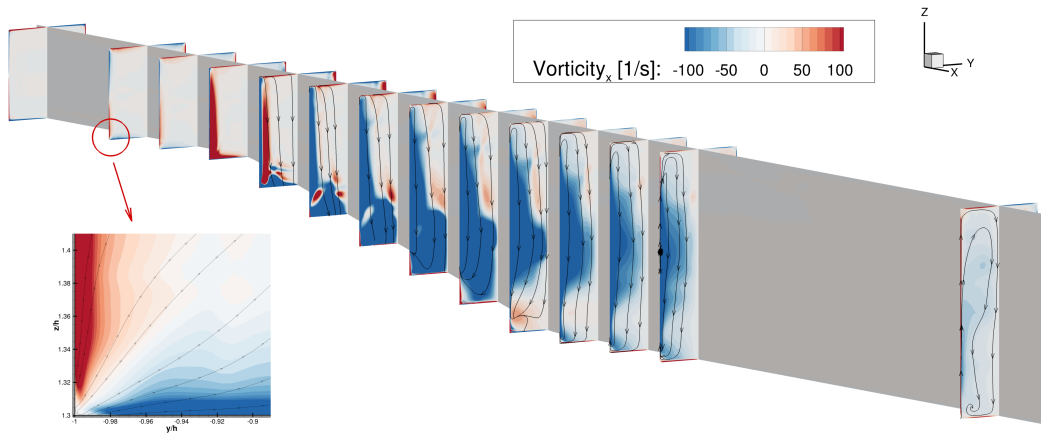


Abbildung 4.7: Ablösewirbel bei verschiedenen RANS-Modellen, Isofläche (grün) für $u = 0$

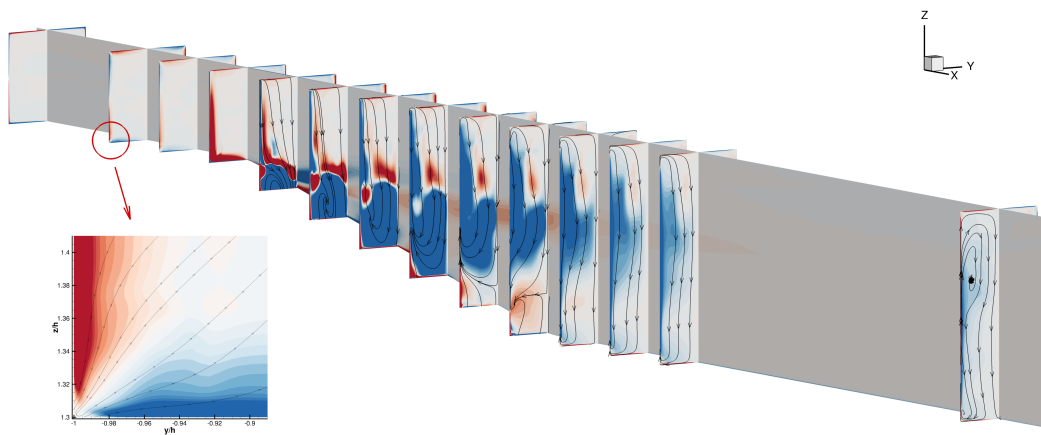
ausgeprägter dargestellt wird. Insbesondere das Menter SST $k\text{-}\omega$ -Modell zeigt einen gut erkennbaren Ablösewirbel zu Beginn der abknickenden Wand. Das SSG/LRR- ω -Modell (Abbildung 4.7c) weist in dieser prägnanten Form keine Verwirbelungen in diesem Bereich auf. Dennoch ist die Ablösung sowie Umlenkung der Stromlinien ersichtbar.

Neben den Ablösungen ist die Auflösung von Sekundärströmungen ein wichtiger Aspekt zur Bewertung eines Turbulenzmodells. Abbildung 4.8 zeigt die Auflösung dieser durch die verschiedenen RANS-Modelle. Die Visualisierung der Sekundärströmung wird durch die Betrachtung der Wirbelstärke in x -Richtung w_{32} ermöglicht. Außerdem sind die Stromlinien in Abhängigkeit der y - und z -Komponente des Geschwindigkeitsvektors dargestellt. Die Abbildungen 4.8a und 4.8b verdeutlichen die Schwächen der WV-Modelle. Eine Auflösung der Sekundärströmung durch das Wilcox $k\text{-}\omega$ -Modell oder Menter SST $k\text{-}\omega$ -Modell ist kaum zu erkennen. Insbesondere stromauf der Expansion sind keine Sekundärströmungen aufgelöst. Abbildung 4.8c zeigt eine Stärke der DRSM. Es ist zu erkennen, dass bereits im Upstream-channel Verwirbelungen in den Kanalecken auftreten, welche sich im Folgenden auf die Entwicklung der Eckenablösung auswirken. Denn beim SSG/LRR- ω -Modell folgt der Wirbel (blaue Bereiche der Schnittflächen oder erkennbar durch die Stromlinien) nah

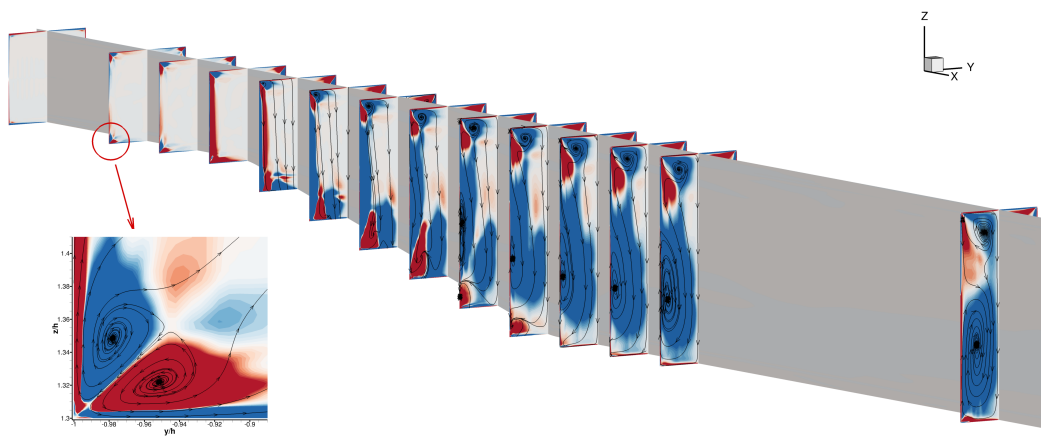
der Kontur der unteren Diffusorwand, während er sich bei den anderen beiden Modellen stromab weiter von der Wand entfernt.



(a) Wilcox k - ω -Modell



(b) Menter SST k - ω -Modell



(c) SSG/LRR- ω -Modell

Abbildung 4.8: Visualisierung der Sekundärströmung in Abhängigkeit der Wirbelstärke w_{32}

Die vereinfachte Beschreibung der Turbulenz durch WV-Modelle sorgt für einen Verlust relevanter Strömungsinformationen. Dies resultiert darin, dass diese Modellformen Sekundärströmungen kaum auflösen. Die Visualisierung mittels Stromlinien und der Wirbelstärke in Abbildung 4.8 bestätigen diesen wichtigen Informationsverlust. Es ist denkbar, dass die Nichtberücksichtigung dieser Sekundärströmungen zu einer fehlerhaften Beschreibung abgelöster Strömungen führen kann. Insbesondere in den Ecken, in welchen die Ablösung initiiert wird, ist der Einfluss nicht zu vernachlässigen.

Eine Betrachtung der einzelnen RS-Komponenten in Abbildung 4.9 verdeutlicht ebenfalls die Stärken und Schwächen der jeweiligen RANS-Modelle. Während die WV-Modelle nahezu keine Anisotropie berücksichtigen, was durch fast identische Spannungskomponenten in allen drei Normalenrichtungen ausgedrückt wird, ist die Anisotropie in dem DRSM zu erkennen. Die direkte Lösung der RS-Transportgleichung ermöglicht diese detailliertere Auflösung der RS-Spannungen. Auch der Trend, dass die $\overline{u''u''}$ -Komponente einen größeren Wert als die beiden anderen Normalspannungen aufweist, ist aufgrund der Hauptströmung in x -Richtung plausibel.

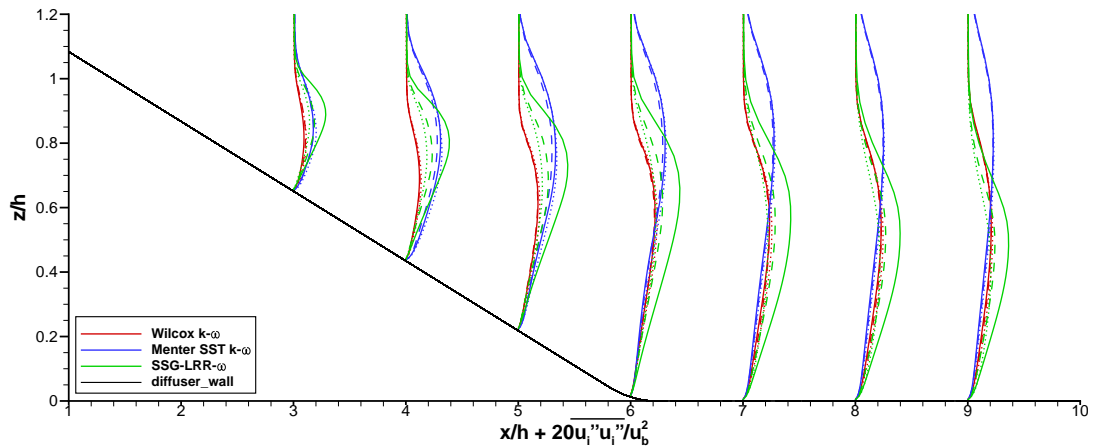


Abbildung 4.9: Verlauf der Reynoldsspannungen über die Kanalhöhe bei $y/h = 0.5$ im Bereich der abgelösten Strömung; (—) $\overline{u''u''}$, (---) $\overline{v''v''}$, (···) $\overline{w''w''}$

Zuletzt seien die Verläufe der TKE in Grenzschichtnähe in Abbildung 4.10 betrachtet. Exemplarisch ist hier die Position $x/h = 3.0$ gewählt. In allen drei Abbildungen ist zu erkennen, dass sich die TKE zunächst mit ansteigendem y/h -Verhältnis aufbaut und anschließend in Richtung Kanalmitte wieder abnimmt.

Das Menter SST k - ω -Modell (Abbildung 4.10b) zeigt im gesamten Bereich eine ausgeprägtere Entwicklung der TKE, während Wilcox und SSG/LRR in ihren Maximalwerten nicht signifikant voneinander abweichen. Dennoch zeigt sich für das Wilcox k - ω -Modell (Abbildung 4.10a) im Gegensatz zum SSG/LRR- ω -Modell (Abbildung 4.10c) eine stärkere Abnahme der TKE zur Kanalmitte hin. Die Erkenntnisse der bisherigen Untersuchungen, welche zeigten, dass das Menter SST k - ω -Modell die Ablöseblase deutlich größer bestimmt, werden durch die Verläufe der TKE bestätigt.

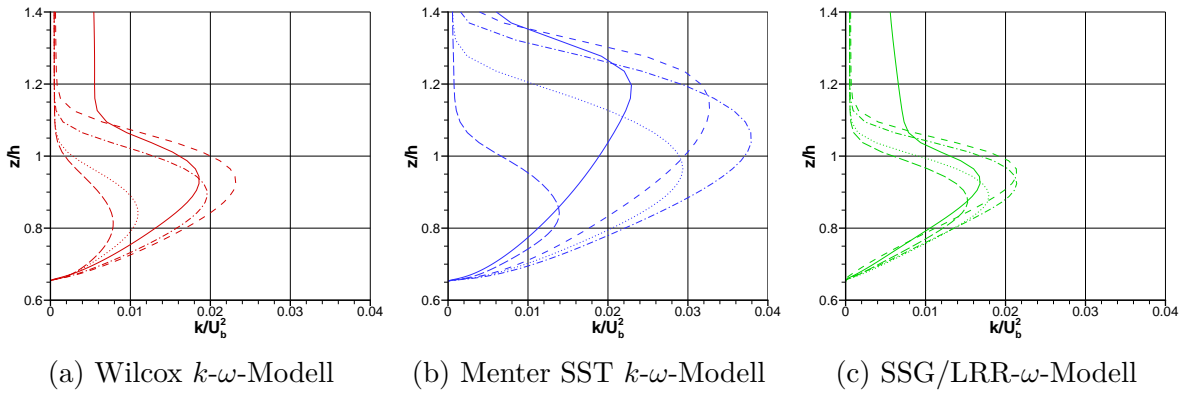


Abbildung 4.10: Verläufe der turbulenten kinetischen Energie in Grenzschichtnähe bei $x/h = 3.0$ und variierender Kanaltiefe; (—) $y/h = 0.1$, (---) $y/h = 0.2$, (— · —) $y/h = 0.3$, (···) $y/h = 0.4$, (— — —) $y/h = 0.5$

4.2.2. Variation des Expansionsverhältnisses in dreidimensionaler Geometrie

Nachdem die Ergebnisse der Modellvariation gezeigt wurden, sollen im folgenden Abschnitt die Ergebnisse für das EV 2.0 dargestellt werden. Das Wilcox k - ω -Modell diene lediglich als Referenz und wird nicht weiter berücksichtigt. Grundlegend sollen die Unterschiede zwischen dem Menter SST k - ω -Modell und dem SSG/LRR- ω -Modell erarbeitet werden.

In Abbildung 4.11 sind die c_f -Verläufe gezeigt. Verglichen werden neben den angesprochenen Modellen das EV 2.0 und EV 2.3. Die Abweichungen zwischen dem Menter SST k - ω -Modell und dem SSG/LRR- ω -Modell werden für das EV 2.0 geringer. Generell ist der Bereich der Ablösung kleiner. In der Kanalmitte ist die Strömung bei beiden Turbulenzmodellen vollständig angelegt, was durch die Größe der Ablöseblase in Abbildung 4.12 verdeutlicht wird. Auch hier ist die Ablösung durch das Menter SST k - ω -Modell (Abbildung 4.12a) größer aufgelöst, während das SSG/LRR- ω -Modell nahezu keine Ablösung zeigt.

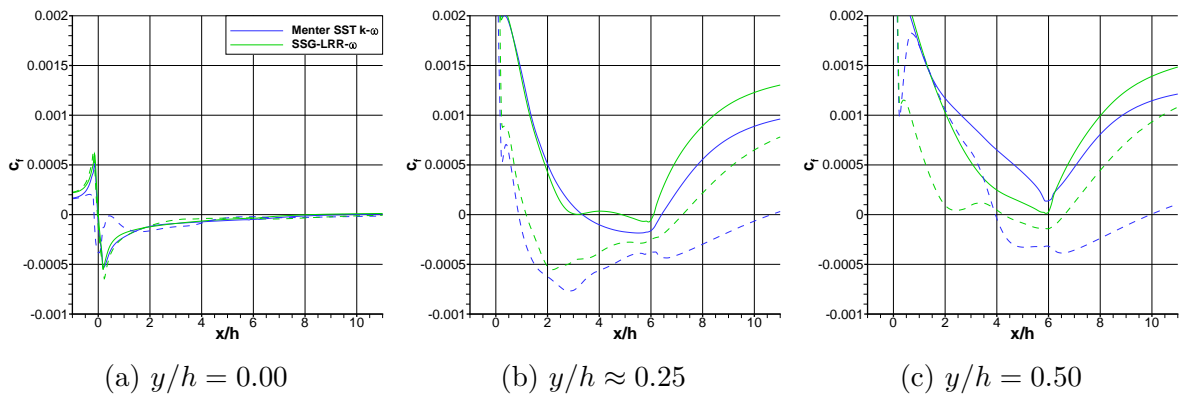


Abbildung 4.11: c_f -Verläufe bei variierendem Expansionsverhältnis an definierten Positionen der unteren Diffusorwand; (—) EV 2.0, (---) EV 2.3

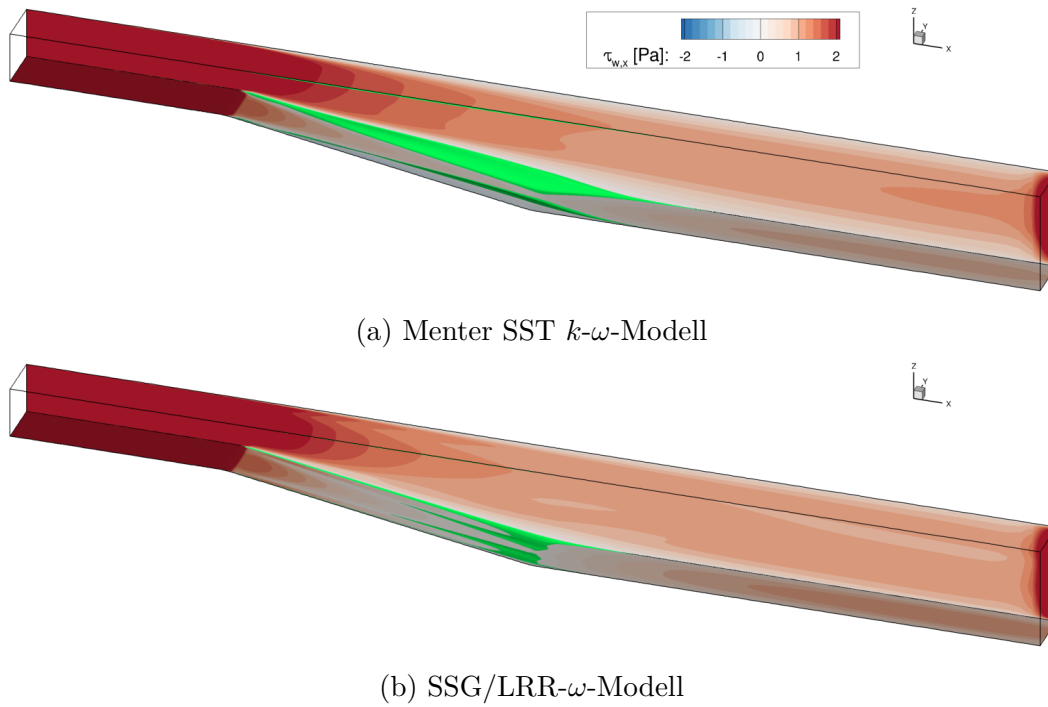


Abbildung 4.12: Isoflächen für $u = 0$ beim EV 2.0

Die Visualisierung des Ablösewirbels in der Abbildung 4.13 verdeutlicht die Unterschiede der beiden RANS-Modelle. Das Menter SST $k-\omega$ -Modell zeigt einen Ablösewirbel im unteren Bereich des Diffusors (Abbildung 4.13a). In Abbildung 4.13b sind keine verwirbelten Stromlinien zu erkennen.

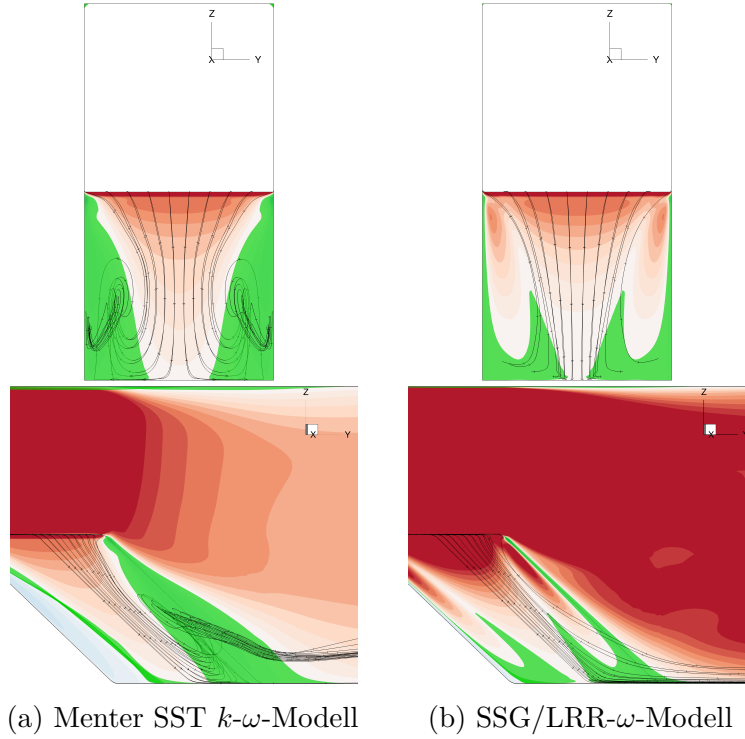


Abbildung 4.13: Ablösewirbel für das EV 2.0 bei verschiedenen RANS-Modellen

Abschließend sei der Verlauf der Reynoldsspannungen im Bereich der Ablösung betrachtet. In Abbildung 4.14 ist zu sehen, dass sich auch die Verläufe der Reynoldsspannungen annähern und Abweichungen – insbesondere für die beiden Normalspannungskomponenten $\overline{v''v''}$ und $\overline{w''w''}$ – geringer werden. Die c_f -Verläufe sowie die Visualisierung der Ablösewirbel und Isoflächen bestätigen diesen Trend. In der Kanalmitte sind keine signifikanten Ablösungen zu erkennen, weshalb sich in diesem Bereich die beiden Turbulenzmodelle annähern sollten. Auch hier wird die Spannungs-Anisotropie durch das SSG/LRR- ω -Modell erfasst.

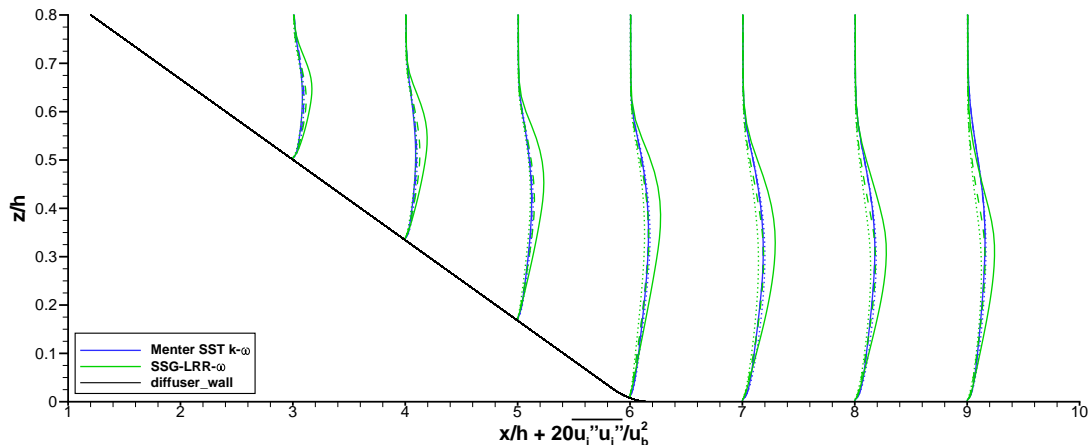


Abbildung 4.14: Verlauf der Reynoldsspannungen über die Kanalhöhe bei $y/h = 0.5$ im Bereich der abgelösten Strömung; (—) $\overline{u''u''}$, (---) $\overline{v''v''}$, (\cdots) $\overline{w''w''}$

Tendenziell wurde gezeigt, dass die Verringerung des Expansionsverhältnisses auf 2.0 eine moderatere Ablösung mit sich bringt. Die Strömungslösungen des Menter SST k - ω -Modells und des SSG/LRR- ω -Modells nähern sich an, wobei weiterhin Unterschiede in der Erscheinungsform des Ablösewirbels zu erkennen sind. Die Erfahrungswerte der einzelnen RANS-Modelle wurden durch Simulationen weitestgehend bestätigt. Dennoch ist es mit jetzigem Wissensstand ungewiss, inwiefern die Vorhersage abgelöster Strömungen durch das SSG/LRR- ω -Modell die Realität trifft. Hierfür werden zur besseren Bewertungsmöglichkeit Vergleichsrechnungen mit einem ausgewählten skalenauflösenden Verfahren erstellt.

4.3. Simulationsergebnisse der DES-Rechnungen

Die Berechnung dreidimensional abgelöster Strömungen mittels RANS-Modellen erreicht in Anbetracht der gewünschten Genauigkeit seine Grenzen. Daher wird auf skalenauflösende Verfahren zurückgegriffen, um Ablösungen genauer vorhersagen zu können. Zunächst soll aufgrund der instationären Betrachtung und somit erhöhten Rechenzeit eine weitere Netzstudie durchgeführt werden, um mögliche Einsparungen der Zellen zu untersuchen. Anschließend wird die Variation des Expansionsverhältnisses betrachtet. Wie in Kapitel 2.2.2 erörtert, wird das IDDES-Modell verwendet. Das Setup ist in Kapitel 3.1 zusammengefasst.

4.3.1. Netzvariation im Bereich der aufgelösten Skalen

Die Netzvariation soll das Potential zur Verringerung der Rechenzeit untersuchen, Netzeinflüsse auf die DES-Ergebnisse einordnen und eine Netzversion für bevorstehende Rechnungen mit variierendem Expansionsverhältnis bestimmen. Als Referenz wird das Netz der RANS-Rechnungen (Std.) gewählt. Es sollen vergleichbare Ergebnisse mit einer geringeren Zellanzahl erreicht werden. Tabelle 4.3 zeigt die unterschiedlichen Versionen des Netzes.

Tabelle 4.3: Netzversionen für skalenauflösende Simulationen zur Optimierung der Zellanzahl

Netzversion	Zellfaktor	Zellanzahl	Änderungen
Std.	3	8'035'200	keine, identisch zu RANS-Rechnungen
V3F2	2	1'785'600	basiert auf V3F3, Verringerung des Zellfaktors zur Untersuchung eines deutlich gröberen Netzes
V3F3	3	6'026'400	im unteren drittel des Kanals identisch zu Std.
V3F4	4	14'284'800	basiert auf V3F3, Erhöhung des Zellfaktors zur Untersuchung eines deutlich feineren Netzes

Bereits die RANS-Rechnungen haben gezeigt, dass Ablösungen weitestgehend im Bereich der geneigten Wand auftreten. Somit besteht ein Interesse daran in diesen Bereich möglichst viele Skalen aufzulösen, während fernab der Ablöseblase eine vergleichbare Netzfeinheit nicht erforderlich ist. Die Netzversionen V3Fx variieren jeweils den Zellfaktor. Ziel war es die Auflösung und das Zellvolumen im unteren Bereich des Kanals identisch zum Std.-Netz zu halten. Die c_f -Verläufe in Abbildung 4.15 zeigen die Ergebnisse der unterschiedlichen Netze.

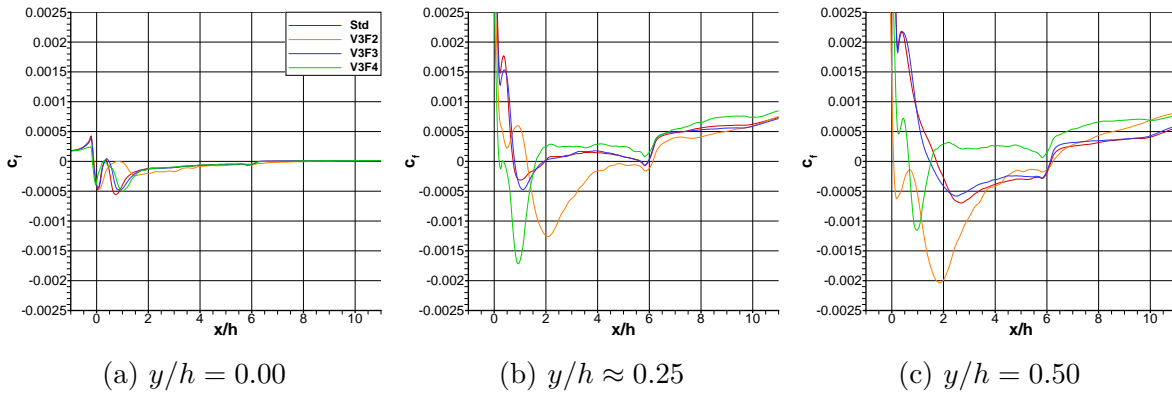


Abbildung 4.15: c_f -Verläufe der unterschiedlichen Netzversionen an definierten Positionen des Diffusors

Unmittelbar an der Wand (Abbildung 4.15a) zeigt das zellgeringste Netz (V3F2) Abweichungen. Die anderen drei Netzversionen verlaufen annähernd identisch. An der Stelle $y/h \approx 0.25$ ist der Unterschied zwischen der Zellversion mit stark verringerter Zellanzahl und den beiden Versionen Std. und V3F3 bestehend (Abbildung 4.15b). Allerdings weicht die V3F4-Version ebenfalls von der Std.-Version ab und die Intensität der ermittelten Rückströmung wird größer. In der Kanalmitte zeigt das V3F4-Netz ein gänzlich verschiedenes Verhalten. Der Wiederanlegepunkt ist stark verfrüht (Abbildung 4.15c). Generell ist eine hohe Netzabhängigkeit zu erkennen, während die c_f -Verläufe der Std.- und V3F3-Version in allen Bereichen nahezu identisch sind.

Die Betrachtung der Simulationsdauer in Tabelle 4.4 bestätigt die Erwartungen. Während das zellgeringste Netz einen deutlichen Zeitvorteil zeigt, ist auch die V3F3-Version mit ungefähr 20% geringerer Simulationszeit schneller als das Std.-Netz. Die V3F4-Version mit knapp 75% mehr Zellen lässt eine höhere Rechenzeit erwarten. Es ist ein Ziel die Simulationsdauer möglichst zu reduzieren, dennoch ist eine geringe Dauer nicht gleich-

Tabelle 4.4: Simulationsdauer verschiedener Netzversionen für skalenauflösende Rechnungen

Netzversion	Simulationsdauer $\left[\frac{\text{CPU} \times s}{\text{Timestep}} \right]$	relative Abweichung (bezogen auf das Std.-Netz)
Std.	4'941.770	—
V3F2	922.577	−81%
V3F3	4'007.566	−19%
V3F4	8'024.809	+62%

zeitig eine Garantie für plausible Ergebnisse. Hierfür müssen die IDDES-Ergebnisse der unterschiedlichen Netze detaillierter untersucht werden.

Für skalenauflösende instationäre Rechnungen genügt die Konvergenz des Massenstroms oder der Residuen nicht zur Bewertung der Ergebnisqualität. Es wurden „numerische Messpunkte“ im Diffusor positioniert, welche die Variablen Geschwindigkeit, Druck und Dichte über die Zeit aufzeichnen. In Abbildung 4.16 sind diese Messpunkte zu sehen.

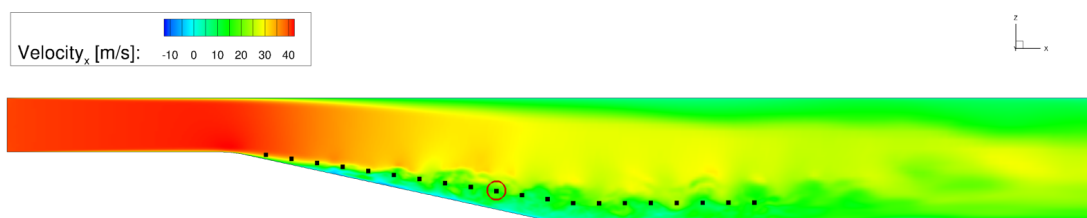


Abbildung 4.16: Lage der numerischen Messpunkte im Diffusor und Kennzeichnung des gewählten Punktes

Der Übersichtlichkeit wegen wird lediglich der markierte Punkte beispielhaft ausgewertet. Zur Bewertung der Simulationen wurden alle Datenpunkte betrachtet. Untersucht werden die instantanen Größen der Geschwindigkeit. Abbildung 4.17 zeigt die Plots für die verschiedenen Netzversionen. Die horizontale Linie zeigt den Mittelwert der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente über den gesamten Zeitraum. Die schwankenden Werte kennzeichnen für jeden Datenpunkt – hier Sektor genannt – den Mittelwert einer Datenmenge von 2000 Zeitschritten. Nähern sich diese Datenpunkte dem Mittelwert über die Zeit an, so spricht man von einer statistischen Konvergenz. Es ist zu erkennen, dass die Std.-Version (Abbildung 4.17a) und die V3F3-Version (Abbildung 4.17c) für alle drei Geschwindigkeitskomponenten gegen den Mittelwert konvergiert sind. Insbesondere für die

Strömungskomponente x ist eine Konvergenz bei den anderen zwei Versionen noch nicht erreicht.

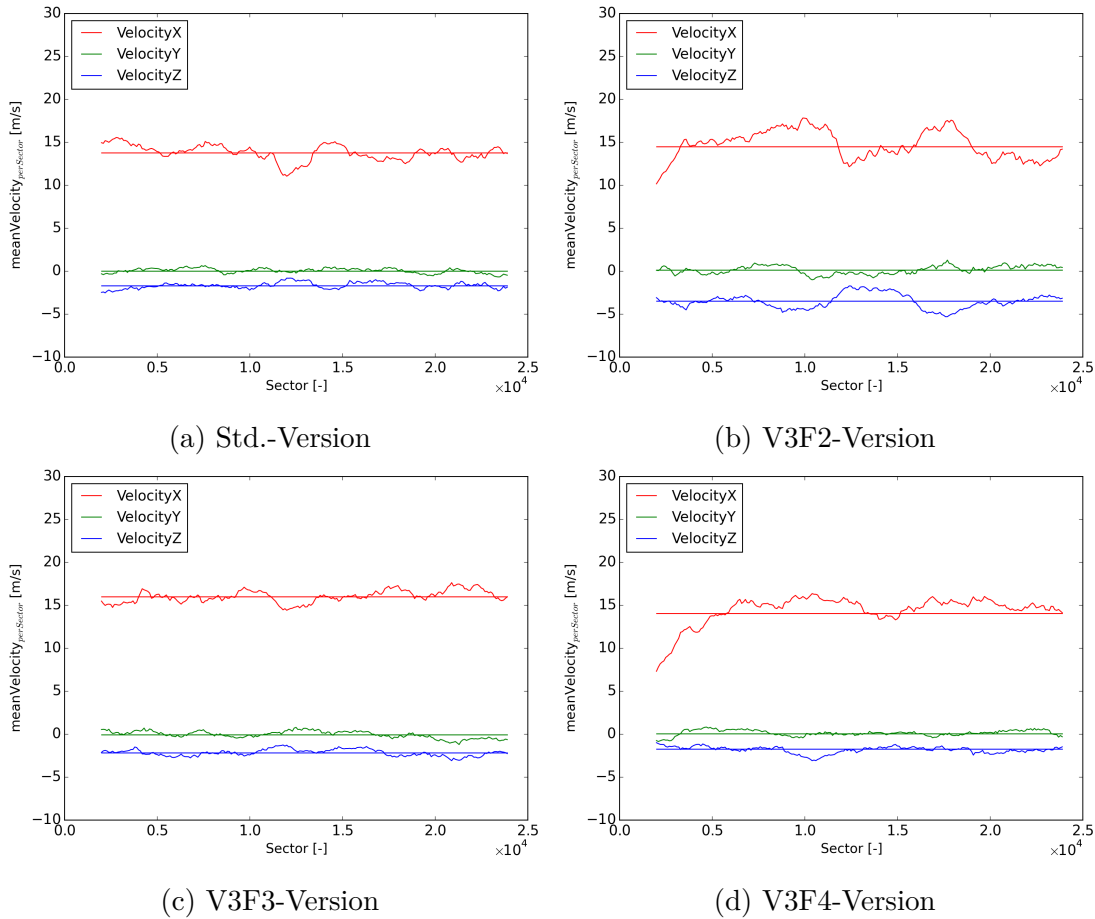


Abbildung 4.17: Bewertung statistischer Konvergenz an der Stelle $y/h = 0.50$ und markierter x -Position in Abb. 4.16 in Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponenten

Zuletzt sei die Topologie der Std.- und der V3F3-Version verglichen um abschließend sicherzustellen, dass die weitere Verwendung des V3F3-Netzes keine unerkannten Abweichungen erzeugt. In Abbildung 4.18 sind die beiden Versionen gezeigt. Die Ähnlichkeiten der Oberflächentopologie wird deutlich, was die Ergebnisse der vorherigen Auswertungen bestätigt.

Das Netz ist bei den DES-Modellen ein großer Einflussfaktor. Probleme wie die Grid-Induced Separation (GIS) sind bei der Bewertung eines geeigneten Netzes zu berücksichtigen. Hierbei unterschreitet die Zellgröße in der Grenzschicht einen kritischen Wert,

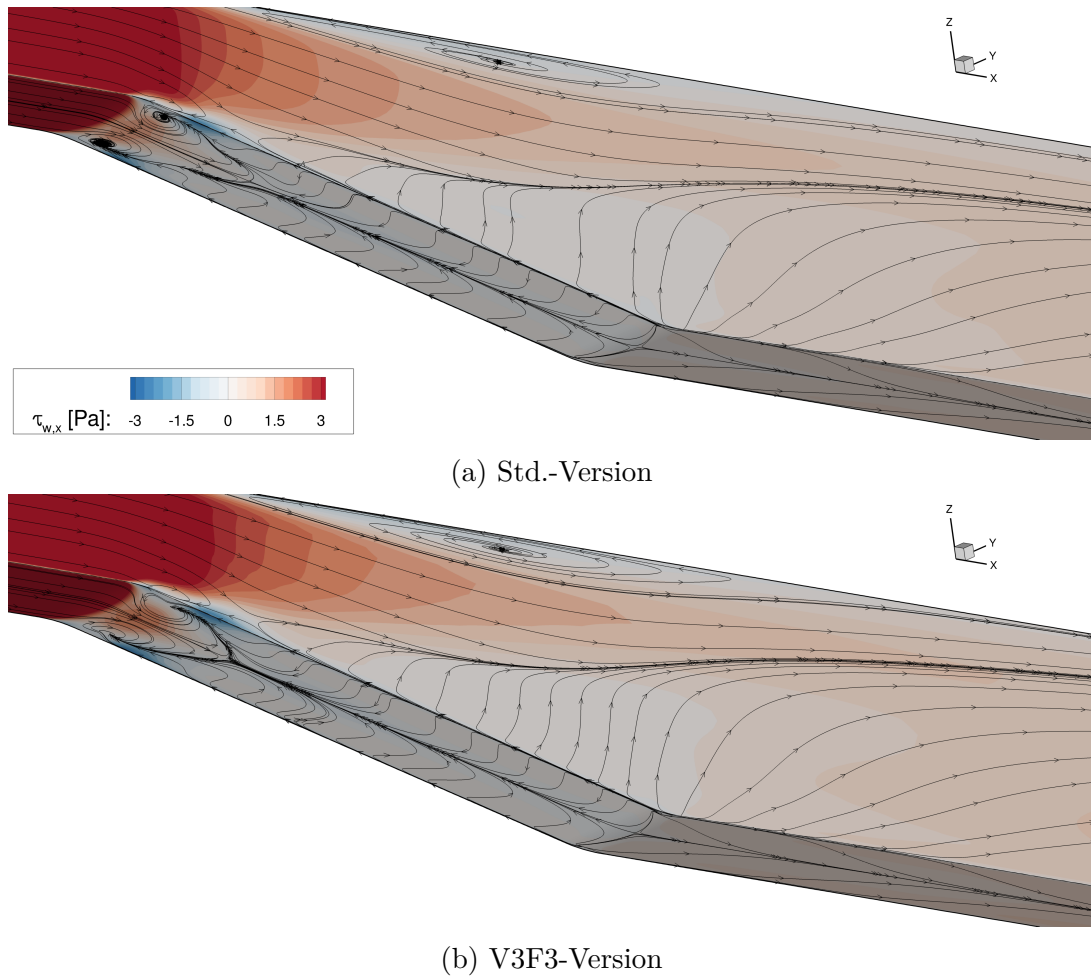


Abbildung 4.18: Topologie der Strömung visualisiert durch die Stromlinien in Abhängigkeit der Wandschubspannung

weshalb es dort unabhängig von der Strömungsphysik zu Ablösungen kommen kann. Ursache ist das zu schnelle Umschalten vom RANS- in den LES-Modus. Der Rückgang der Wirbelviskosität aus dem RANS-Modus wird durch die aufgelösten Skalen nicht adäquat kompensiert. Ein Umschalten vom RANS- in den LES-Modus innerhalb der Grenzschicht ist nicht wünschenswert, was durch die Modellerweiterungen DDES und IDDES umgangen wird. [27] Mit der Modellversion IDDES konnte gezeigt werden, dass ein vergleichbares Lösungsverhalten zum Referenz-Std.-Netz durch die V3F3-Version erreicht wird. Mit einer Zelleinsparung von ungefähr 25% und einer zeitlichen Einsparung von knapp 19% wird diese Netzversion nun für die Variation des Expansionsverhältnisses genutzt.

4.3.2. Variation des Expansionsverhältnisses in dreidimensionaler Geometrie

Basierend auf dem neu definierten Netz werden die Ablösungen für die Expansionsverhältnisse 2.0 und 2.3 untersucht. Es sei zur bessere Auswertung

$$\zeta_{DES} = \frac{l_{T,RANS}}{l_{T,RANS} - f_d \max(0, l_{T,RANS} - C_{DES} \Delta_{\max})} \quad (4.1)$$

eingeführt. Es beschreibt das Verhältnis der turbulenten Längenmaße. Ist dieses Verhältnis gleich eins, so wird der RANS-Modus verwendet. Für Werte größer eins ist der LES-Modus aktiv. Abbildung 4.19 zeigt den LES-Bereich der verschiedenen Expansionsverhältnisse. Die ausgeblendeten Bereiche wurde mit dem RANS-Modell berechnet.

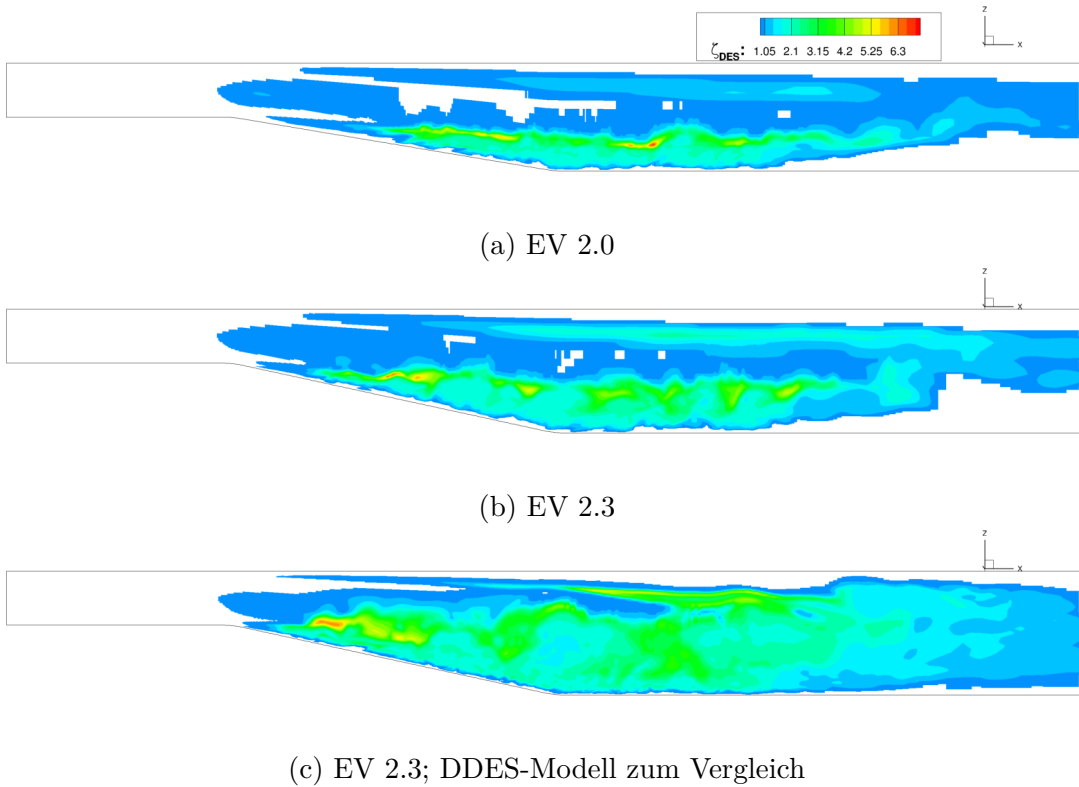


Abbildung 4.19: LES-Bereiche im Diffusor bei variierendem Expansionsverhältnis und $y/h = 0.50$

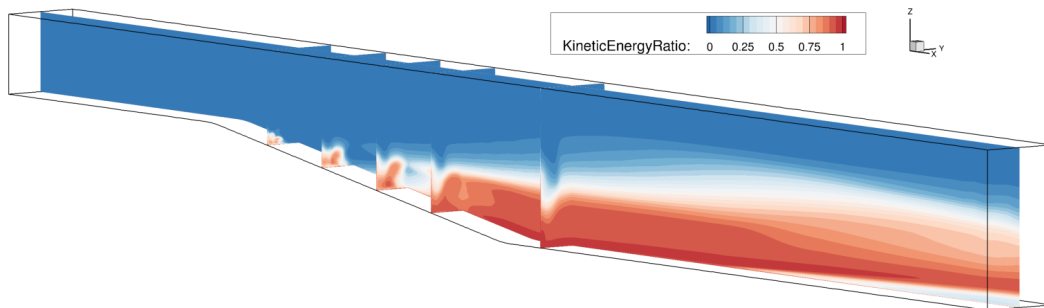
Im Upstream-channel ist das RANS-Modell vollständig aktiv, während im Bereich der Ablösung der LES-Modus angewandt wird. Die farbliche Kennung verdeutlicht einen Anstieg von ζ_{DES} , wobei größere Werte mehr aufgelöste Skalen implizieren. In Grenzschichtnähe zeigt sich ein größerer Bereich, welcher durch ein RANS-Modell gelöst wird. Zum Vergleich sei in Abbildung 4.19c ζ_{DES} für eine DDES-Rechnung gezeigt. Es wird verdeutlicht, dass

die IDDES in Grenzschichtnähe einen größeren Bereich mittels RANS-Modell berechnet. Auch fernab der Ablöseblase scheint das DDES-Modell einen größeren Anteil der Skalen aufzulösen. In diesem Bereich sind diese Detailinformationen jedoch uninteressant. Die Wahl des IDDES-Modells wird an dieser Stelle bestätigt.

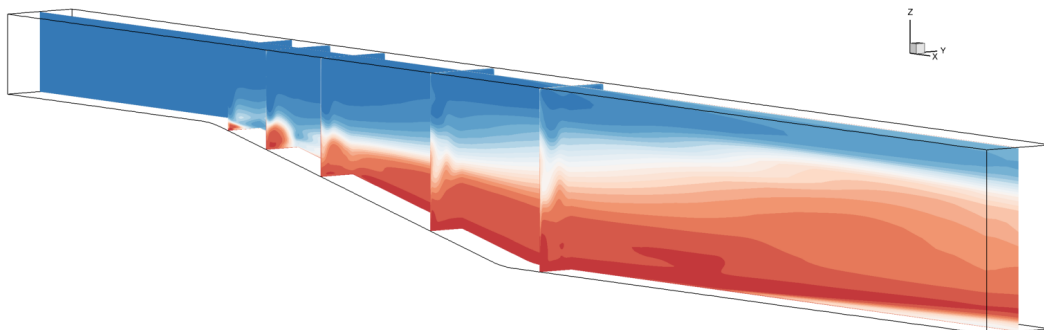
Die TKE wird durch die Spur des RS-Tensors ermittelt. Mit dem IDDES-Modell werden Reynoldsspannungen der aufgelösten Skalen sowie des durch ein SGS-Modell modellierten Bereiches ermittelt. Das TKE-Verhältnis

$$\frac{k_{\text{aufgelöst}}}{k_{\text{aufgelöst}} + k_{\text{modelliert}}} \quad (4.2)$$

ermöglicht eine Quantifizierung der aufgelösten und modellierten Skalen. Die Ergebnisse in Abbildung 4.20 bestätigen die Konzentration aufgelöster Skalen im abgelösten Bereich des Diffusors. Es wird ebenfalls deutlich, dass für das EV 2.3 bereits weiter stromauf in den Kanalecke vermehrt Skalen aufgelöst werden.



(a) EV 2.0



(b) EV 2.3

Abbildung 4.20: TKE-Verhältnis bei variierendem Expansionsverhältnis

Durch die Unterscheidung zwischen RANS- und LES-Bereich und einem davon abhängigen räumlichen Diskretisierungsschema reagiert das IDDES-Modell geeignet auf die Strömungsbedingungen. Die Visualisierung der Blendingfunktion in Abbildung 4.21 verdeutlicht, dass in die Grenzschicht mittels Upwind-Schema (1) diskretisiert wird, während im LES-Bereich das weniger dissipative Zentral-Schema (0) verwendet wird. Signifikante Unterschiede zwischen den beiden Expansionsverhältnissen sind nicht zu erkennen. Es zeigt sich jedoch, dass im Bereich der einsetzenden Ablösung die Blendingfunktion geeignet auf die Strömungsbedingungen reagiert und im LES-Bereich das Zentral-Schema zur Diskretisierung verwendet.

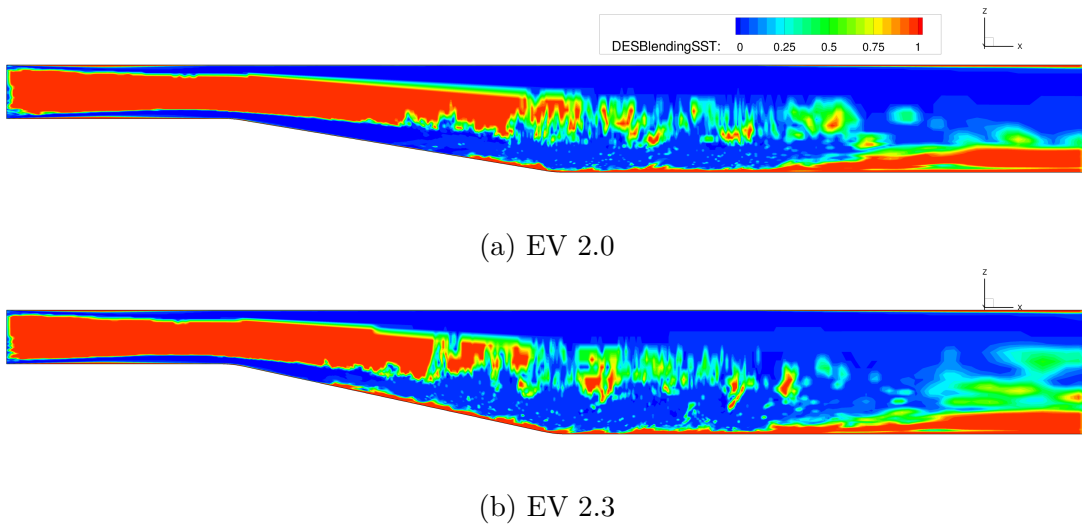


Abbildung 4.21: Unterscheidung zwischen Upwind- und Zentralschema an der Stelle $y/h = 0.50$ bei variierendem Expansionsverhältnis

Eine Möglichkeit zur Darstellung von Ablösungen ist die Visualisierung der Wirbelstrukturen mittels des λ_2 -Kriteriums (Anhang B). In Abbildung 4.22 sind die Isoflächen des λ_2 -Kriteriums in Abhängigkeit der Wirbelstärke (x -Komponente) dargestellt. Die Unterschiede zwischen $EV\ 2.0$ und $EV\ 2.3$ sind gut zu erkennen. Die Abbildungen 4.22a und 4.22b zeigen die Auflösung der unterschiedlich ausgeprägten Eckenablösungen. Abbildung 4.22d verdeutlicht im Vergleich zu 4.22c, dass die Ablösung weiter stromauf beginnt und die Ablöseblase eine größere Form annimmt. Das abrupte Ende der aufgelösten Skalen ist unter anderem mit der Netzauflösung in diesem Bereich zu erklären. Das Stretching-Verhältnis ist in diesem Bereich sehr groß um Zellen zu sparen. Auch der gewählte Wert von λ_2 beeinflusst, wie viele Wirbelstrukturen aufgelöst werden.

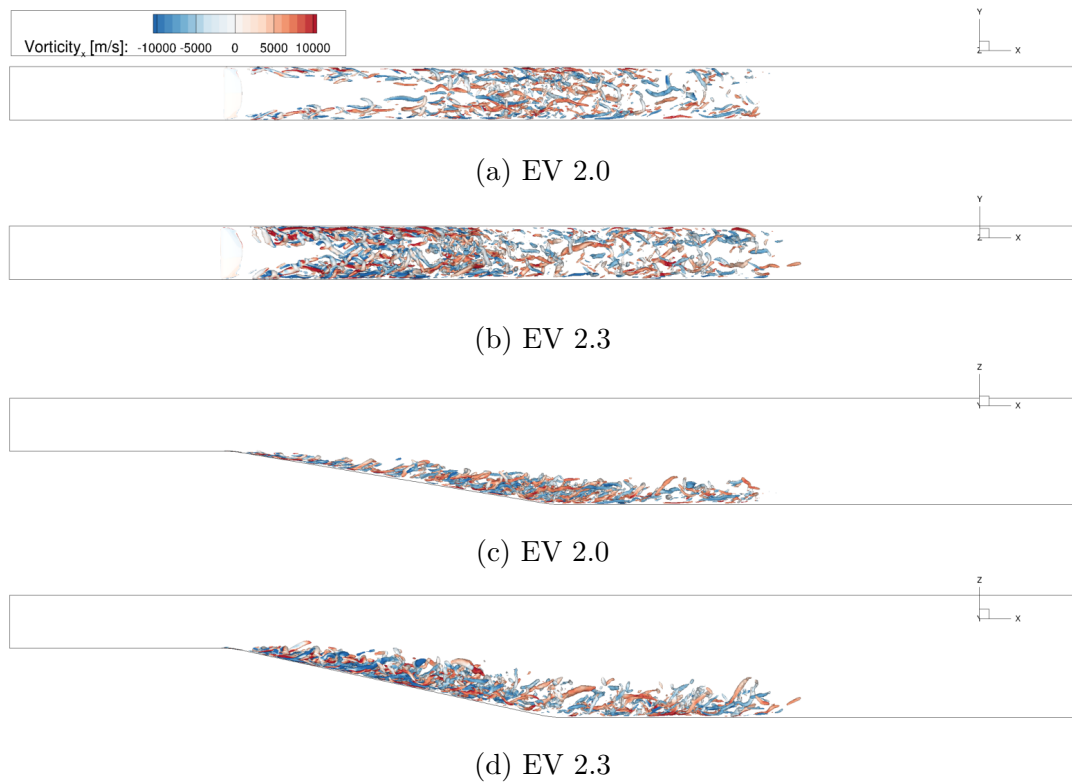


Abbildung 4.22: Aufgelöste Skalen im Bereich der Ablösung bei variierendem Expansionsverhältnis

Abschließend wird das turbulente Energiespektrum in Abbildung 4.23 exemplarisch für das EV 2.3 betrachtet. Der Verlauf bestätigt die Plausibilität der vorherigen Simulationsergebnisse. Die $-\frac{5}{3}$ -Grenze wurde von *Kolmogorov* hergeleitet und ist durch viele Messungen bestätigt worden [28]. Im Inertialbereich sollte der Verlauf der simulierten Energiekaskade dieser Grenze entsprechen, was der Abbildung 4.23 zu entnehmen ist. Somit kann davon ausgegangen werden, dass der Energietransfer von großen zu kleinen Wirbeln bis hin zur Dissipation in diesem Testfall korrekt wiedergegeben wird. Der Abfall der Kurve zum Ende des Verlaufs liegt begründet in der Tatsache, dass dort die zeitliche Auflösung der Fourier-Analyse deutlich größer als die räumliche Auflösung des Netzes ist. Dies führt zu erkennbarem Rauschen und dem Abfall der Kurve.

Die Kombination des Menter SST k - ω -Modells mit der LES bei dem IDDES-Ansatz birgt jedoch auch einen Nachteil. Durch die Simulation des Upstream-channels mit dem Menter SST k - ω -Modell werden in diesem Bereich keine Sekundärströmungen aufgelöst.

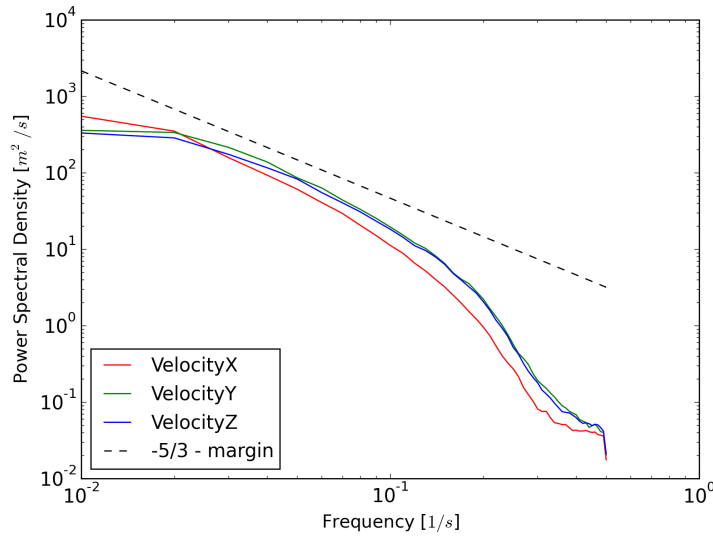


Abbildung 4.23: Energiespektrum stromab der Ablösung an der gezeigten Stelle in Abbildung 4.16

Sobald der LES-Modus aktiviert wird, ist eine Auflösung derer möglich. Diese Schnittstelle ist eine Schwierigkeit, welche Ursache für eine inkorrekte Beschreibung der Ablösungen sein kann. Eine vollständige Beschreibung der Ablösungen erfordert Informationen der Sekundärströmung, da diese das Strömungsfeld beeinflussen.

4.4. Vergleich des IDDES-Modells mit dem SSG/LRR- ω -Modell

Nachdem die RANS- und DES-Modelle separiert voneinander ausgewertet wurden, soll abschließend ein expliziter Vergleich des SSG/LRR- ω -Modells und des IDDES-Modells folgen. Es wird ausschließlich das Expansionsverhältnis 2.3 betrachtet.

Ein Vergleich der c_f -Verläufe veranschaulicht die Unterschiede im Ablöse- und Wiederauflegpunkt. Ergänzend werden in Abbildung 4.24 auch die c_f -Verläufe der oberen Wand gezeigt. Der Verlauf an der unteren Wand zeigt in Abbildung 4.24a den Sprung zu Beginn der abknickenden Wand, welcher mit dem Menter SST k - ω -Modell als Basismodell der IDDES zu erklären ist. Er ist auch in den anderen Verläufen wiederzuerkennen und wurde bereits in Kapitel 4.2.1 als charakteristischer Verlauf für das Menter SST k - ω -Modell herausgestellt. Die Verläufe der unteren Diffusorwand in Abbildung 4.24b und 4.24c zeigen im globalen ähnliche Tendenzen. Bei $y/h \approx 0.25$ liegen die Ablösepunkte nah beieinander. Dennoch legt das IDDES-Modell früher wieder an und lässt eine zweite geringe Ablö-

sung erkennen, welche in dieser Form durch kein weiteres Modell beschrieben wurde. In der Kanalmitte liegen wiederum die Wiederanlegepunkte sehr nah beieinander. Die Verläufe auf der oberen Wand zeigen an allen Stellen des Diffusors verschiedene Ausprägungen.

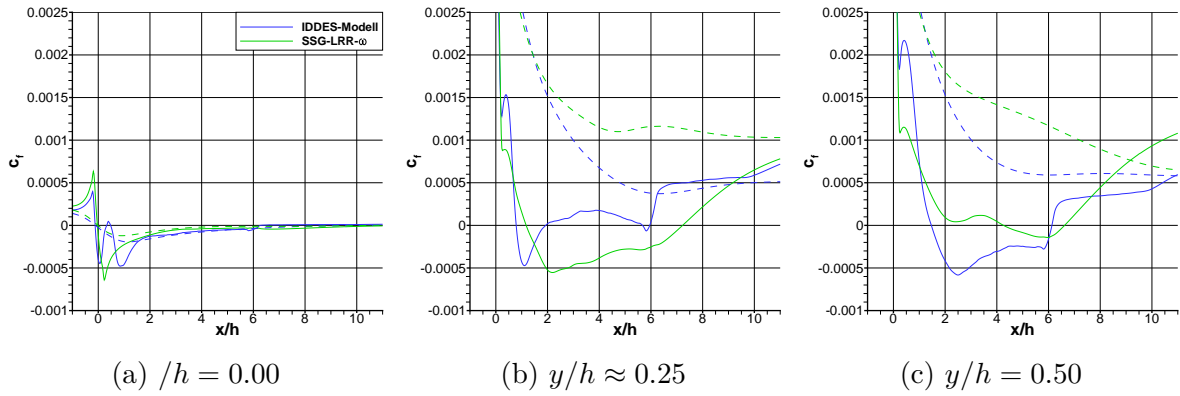


Abbildung 4.24: c_f -Verläufe der zu vergleichenden Modelle; (—) untere Wand, (- - -) obere Wand

In Abbildung 4.24a wird deutlich, dass das IDDES-Modell in Wandnähe eine stärkere Rückströmung errechnet. Insbesondere die unterschiedlichen Bereiche der Eckenablösung an der oberen Wand werden bei Betrachtung der Topologie an der Seitenwand in Abbildung 4.25 deutlich. Die Ablöseblase im oberen Bereich der Wand wird lediglich durch das IDDES-Modell (Abbildung 4.25b) aufgelöst.

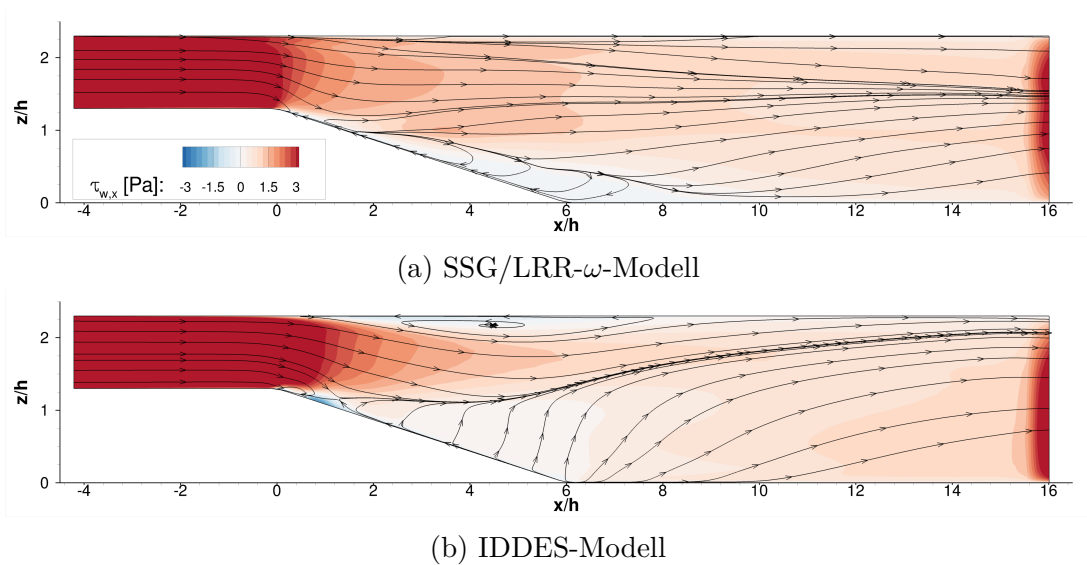


Abbildung 4.25: Topologie an der Seitenwand, kenntlich durch Stromlinien in Abhängigkeit der Wandschubspannung

Zur Übersicht sei ergänzend in Abbildung 4.26 die Isofläche des IDDES-Modells bei einem Expansionsverhältnis von 2.3 gezeigt. Unterschiede zu der Isofläche des SSG/LRR- ω -Modells in Abbildung 4.3c sind erkennbar. Das frühere Ablösen in der Kanalmitte und eine abweichende Gesamtform der Ablösung werden durch das IDDES-Modell ermittelt.

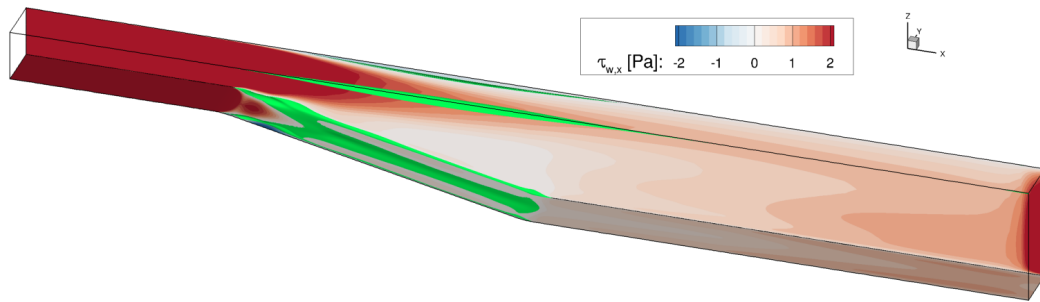


Abbildung 4.26: Ablöseblase beim IDDES-Modell und einem Expansionsverhältnis von 2.3

In Abbildung 4.27 sind die Eckenablösewirbel an der abknickenden Wand verglichen. Es ist zu erkennen, dass das IDDES-Modell – in Abbildung 4.27b – die Verwirbelung der Stromlinien detaillierter erfasst. Das SSG/LRR- ω -Modell zeigt zwar eine Umlenkung der Stromlinien, dennoch stellt dieses keine vergleichbaren Eckenwirbel wie das IDDES-Modell dar. Ein weiterer Unterschied ist die Auflösung der Eckenwirbel an der oberen Kanalwand. In Abbildung 4.27a sind die Stromlinien für das SSG/LRR- ω -Modell an der oberen Wand gezeichnet, welche keine Form der Verwirbelung zeigen. Auch hier zeigen die Ergebnisse des IDDES-Modells andere Ergebnisse und erfassen die Verwirbelung.

Die Unterschiede der beiden Modelle sind womöglich unter anderem mit der verschiedenen Auflösung der Sekundärströmung zu erklären. Wie bereits in Kapitel 4.2.1 herausgestellt, löst das SSG/LRR- ω -Modell diese insbesondere im Upstream-channel auf. Abbildung 4.28b bestätigt, dass in diesem Bereich keine Sekundärströmungen ermittelt werden, was durch das Basismodell der IDDES zu erklären ist. Es ist dennoch im weiteren Verlauf der Diffusors zu erkennen, wie sich im Bereich des LES-Modells die Sekundärströmung entwickelt. Am Ende des Downstream-channels ist ein ähnliches Bild der Sekundärströmung wie in Abbildung 4.28a im Bereich des Upstream-channels zu erkennen. Dies verdeutlicht, dass der LES-Bereich die Sekundärströmungseffekte erfasst.

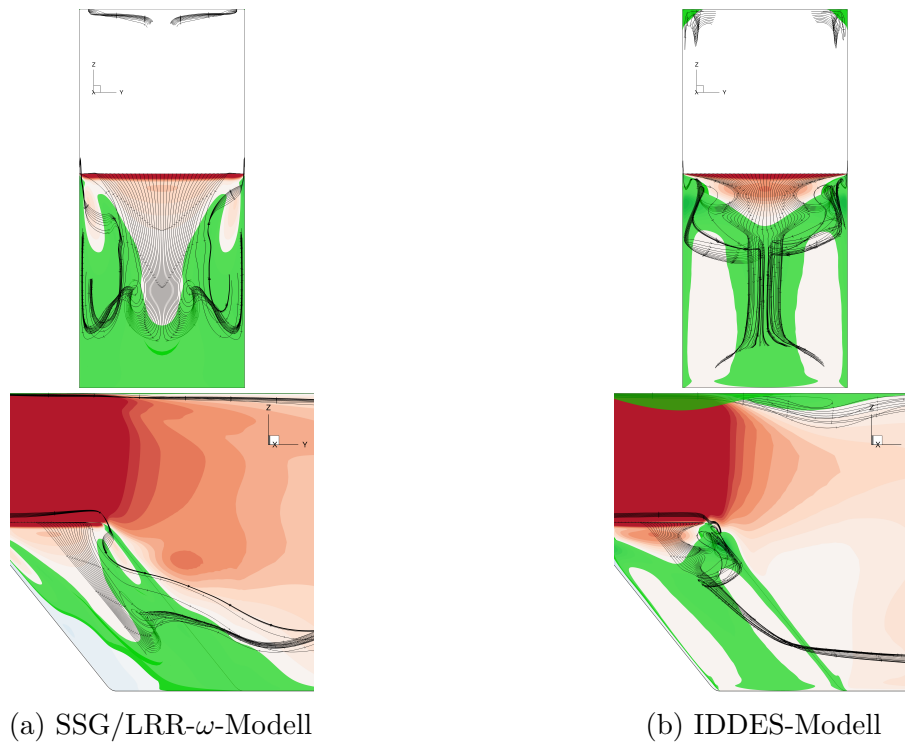
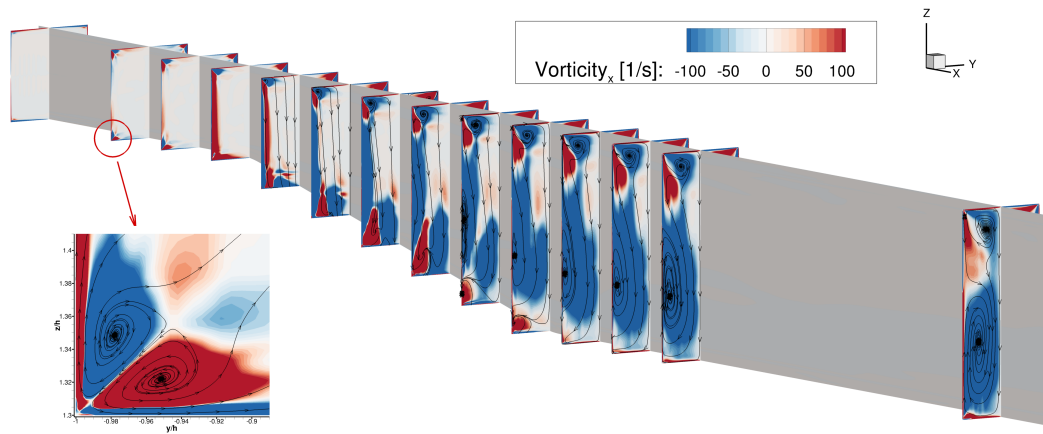
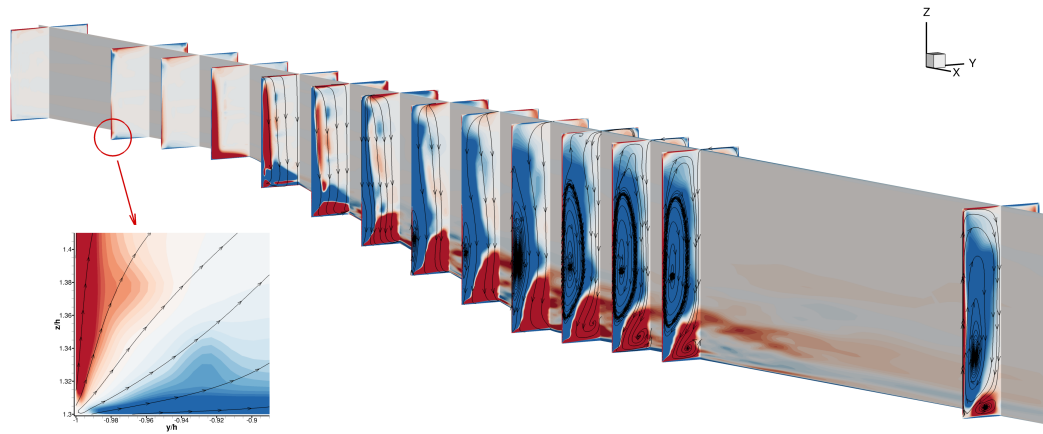


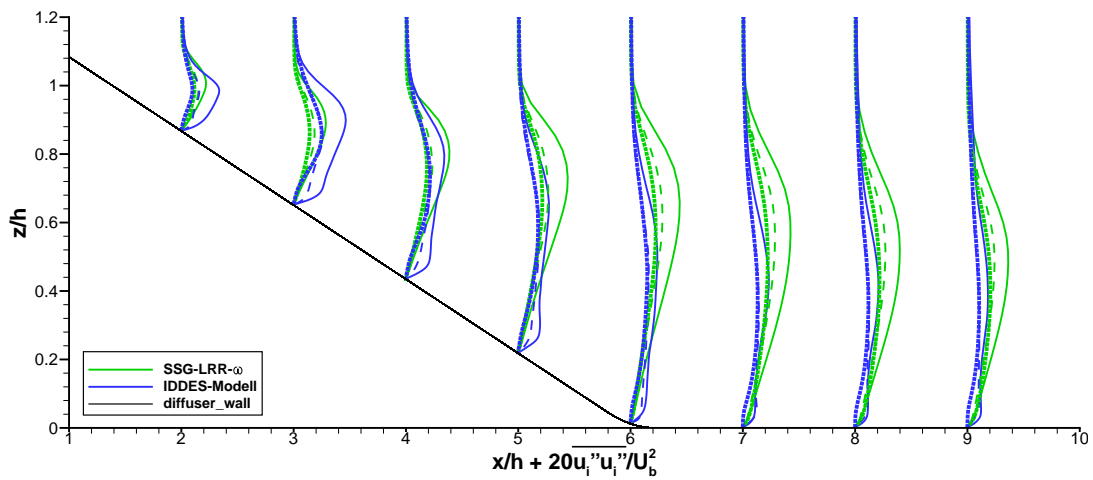
Abbildung 4.27: Eckenablösungen der zu vergleichenden Modelle

Die Betrachtung der Reynoldsspannungen zeigt, dass beide Modelle die Anisotropie berücksichtigen. Die Verläufe spiegeln die Ergebnisse aus den c_f -Verläufen wieder. In Abbildung 4.29 nehmen die Reynoldsspannungen des IDDES-Modells stromauf stärker zu, was mit der früheren Ablösung zu erklären ist. Im weiteren Verlauf des Diffusors klingen die Reynoldsspannungen des IDDES-Modells wieder ab. Das SSG/LRR- ω -Modell modelliert sie in diesem Bereich ausgeprägter.

(a) SSG/LRR- ω -Modell

(b) IDDES-Modell

Abbildung 4.28: Auflösung der Sekundärströmung der zu vergleichenden Modelle bei einem Expansionsverhältnis von 2.3

Abbildung 4.29: Reynoldsspannungsverläufe des SSG/LRR- ω -Modells und des IDDES-Modells bei $y/h = 0.5$; (—) $\overline{u''u''}$, (---) $\overline{v''v''}$, (\cdots) $\overline{w''w''}$

5. Zusammenfassung und Ausblick

5.1. Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Die Simulation abgelöster Strömungen in dreidimensionaler Geometrie stellt eine Herausforderung für die Turbulenzmodellierung dar. Im Rahmen dieser Masterthesis sollten Ergebnisse des DRSM und skalenauflösender Verfahren auf Plausibilität untersucht sowie Unterschiede und Gemeinsamkeiten bei der Simulation abgelöster Strömungen herausgestellt werden.

Hierfür wurde parallel zu den numerischen Untersuchungen ein Prüfstand aufgebaut. Die maximal mögliche Machzahl auf dem Prüfstand machte eine Skalierung des Testfalls erforderlich, um ein besseres numerisches Verhalten des Solvers zu garantieren. Es konnte gezeigt werden, dass die Skalierung auf eine größere Machzahl ausreichend genau die Referenzlösung der Realgeometrie erreicht. Weitere Voruntersuchungen zur Netzfeinheit und dem Expansionsverhältnis bestimmten das Setup des 3D-Testfalls und ergaben die zu untersuchenden Expansionsverhältnisse 2.0 und 2.3.

Untersucht wurde in der vorliegenden Arbeit die Diffusorströmung mittels RANS-Modellen sowie skalenauflösenden Verfahren. Die Beschreibung abgelöster Strömungen durch das DRSM SSG/LRR- ω wurde unter anderem mit den beiden WV-Modellen nach Wilcox und Menter verglichen. Die konzeptionellen Unterschiede der RANS-Modelle konnten in den Simulationsergebnissen herausgearbeitet werden. Die turbulenzgetriebene Sekundärströmung, welche durch die Auflösung der Normalspannungsanisotropie erfasst wird, zeigte beim SSG/LRR- ω -Modell Einfluss auf die Ablösung. Es wurde ersichtlich, dass das Menter SST k - ω -Modell die Ablösungen in jeder Form am stärksten vorhersagte.

Als skalenauflösendes Verfahren wurde das IDDES-Modell untersucht, welches im Bereich der Ablösung plausible Ergebnisse zeigte. Es hat sich bestätigt, dass das Modell geeignet auf die unterschiedlichen Strömungsbedingungen im Diffusor reagiert und den entsprechenden RANS- oder LES-Modus verwendet.

Der direkte Vergleich des SSG/LRR- ω -Modells mit dem IDDES-Modell hat verdeutlicht, dass letzteres durch die skalenauflösenden Bereiche das Gebiet des Ablösewirbels detaillierter erfasst. Eine stärkere Verwirbelung der Stromlinien sind durch das IDDES-Modell ermittelt worden. Dennoch wurden die Abweichungen in den Reynoldsspannungsverläufen und in der Ermittlung der Sekundärströmungen mit einem möglichen Problem der RANS-LES-Schnittstelle beim IDDES-Modell begründet, weshalb das IDDES-Modell nicht ohne weiteres als Referenz gesehen werden kann. Beide Turbulenzmodellierungsansätze bestätigten im Allgemeinen die theoretischen Stärken und Schwächen.

5.2. Ausblick

Es hat sich gezeigt, dass die verschiedenen Turbulenzmodelle unterschiedliche Ergebnisse in der Auflösung abgelöster Strömungen liefern. Der parallel aufgebaute Prüfstand soll es in naher Zukunft ermöglichen die numerischen Simulationsergebnisse mit Messdaten zu vergleichen. Dies wird die Einordnung der verschiedenen Modellansätze und -kalibrierungen ermöglichen.

Die RANS-LES-Schnittstelle wurde als potentielle Fehlerquelle beim IDDES-Modell herausgestellt. Durch das Lösen des RANS-Bereiches mit dem Menter SST k - ω -Modell werden Strömungsinformationen wie die Anisotropie nicht erfasst. Auch die Ermittlung der früheren Ablösung durch dieses Basismodell können Fehler in der korrekten Wiedergabe des Ablöseverhaltens bewirken. Während letzteres durch eine entsprechende Modellmodifikation behoben werden kann, ist die Anisotropie aufgrund des Boussinesq-Ansatzes nicht zu erfassen. Die Kombination des SSG/LRR- ω -Modells mit dem LES-Modell könnte eine mögliche Optimierung des DES-Ansatzes sein, da auch durch das SSG/LRR- ω -Modell komplexe Strömungseffekte erfasst werden können. Jüngere Untersuchungen haben gezeigt, dass dieser Ansatz vielversprechende Ergebnisse liefert [29]. Der steigende zeitliche Aufwand durch die komplexen Modellansätze wird zu untersuchen sein.

Das Einbringen synthetischer Turbulenz im Upstream-channel soll zukünftig untersucht werden, um bewerten zu können, wie sich das Ablöseverhalten unter diesen Bedingungen verändert.

Literatur

- [1] Görtz S. *Projektplan zum VicToria-Projekt*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Braunschweig, Deutschland, 2016.
- [2] Morsbach C. „Reynolds Stress Modelling for Turbomachinery Flow Applications“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Deutschland, 2016.
- [3] H. Herwig. *Turbulente Strömungen - essentials*. 2017.
- [4] Lecheler S. *Numerische Strömungsberechnung - Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0*. 2014.
- [5] Wilcox D.C. *Turbulence Modeling for CFD*. 2000.
- [6] Franke M./Kügeler E./Nürnberger D. *Das DLR-Verfahren TRACE: Moderne Simulationstechniken für Turbomaschinenströmungen*. Research Paper. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Köln, Deutschland, 2005.
- [7] H. Oertel. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*. 2012.
- [8] Simpson R.L. *Turbulent boundary-layer separation*. Research Paper. Department of Aerospace and Ocean Engineering, Virginia University, USA, 1989.
- [9] Schwarze R. *CFD-Modellierung - Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. 2013.
- [10] Hanjalic K./Launder B.E. *A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows*. Research Paper. Mechanical Engineering Department, Imperial College, London, Great Britain, 1971.
- [11] Daly B.J./Harlow F.H. *Transport equations in turbulence*. 1970.
- [12] Eisfeld B. *The influence of the diffusion model on the separation sensitivity of differential reynolds stress models*. Research Paper. Institute of Aerodynamics and Flow Technology, DLR, Braunschweig, Germany, 2014.
- [13] Skoda R. *Vorlesung zur Turbulenzmodellierung für technische Strömungen*. 2016.
- [14] Durbin P.A./Pettersson-Reif B.A. *Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flow, Second Edition*. 2001.
- [15] Cecora R.-D./Radespiel R./Eisfeld B./Probst A. *Differential reynolds-stress modeling for aeronautics*. Research Paper. Technische Universität Braunschweig, Germany, 2015.
- [16] Bradshaw P. *Effects of streamline curvature on turbulent flow*. 1973.

- [17] Spalart P. *Reflections on RANS-Modelling*. Research Paper. Boeing Commercial Airplanes, Seattle, USA, 2010.
- [18] Menter F.R. *Best practice: scale-resolving simulations in ANSYS-CFX*. 2015.
- [19] Travin A./Shur M./Strelets M./Spalart P.R. *Physical and numerical upgrades in the detached-eddy simulation of complex turbulent flows*. Research Paper. Russian Scientific Center Applied Chemistry, St. Petersburg, Russia, 2002.
- [20] Strelets M.K. *Detached eddy simulation of massively separated flows*. Research Paper. Russian Scientific Center Applied Chemistry, St. Petersburg, Russia, 2001.
- [21] Spalart P.R./Deck S./Shur M.L./Squires K.D./Strelets M.K./Travin A.K. *A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities*. Research Paper. Boeing Commercial Airplanes, Seattle, USA, 2006.
- [22] Shur M.L./Spalart P.R./Strelets M.K./Travin A.K. *A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities*. Research Paper. New Technologies und Services, St. Petersburg, Russia, 2008.
- [23] Obi S./Aoki A./Masuda S. *Experimental and computational study of turbulent separating flow in an asymmetric plane diffuser*. Research Paper. Department of Mechanical Engineering, Keio University, Yokohama, Japan, 1993.
- [24] Cherry E.M./Elkins C.J./Eaton J.K. *Geometric sensitivity of three-dimensional separated flows*. Research Paper. Mechanical Engineering Department, Stanford, USA, 2008.
- [25] El-Beheri S.M./Hamed M.H. *A comparative study of turbulence models performance for separating flow in a planar asymmetric diffuser*. Research Paper. Faculty of Engineering, Menoufiya University, Egypt, 2011.
- [26] Morsbach C. *Voruntersuchungen anhand des Buice-Diffusors, interne Datenbank*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Köln, Deutschland, 2016.
- [27] Gritskevich M.S./Garbaruk A.V./Menter F.R. *Fine-tuning of DDES and IDDES formulations to the $k-\omega$ shear stress transport model*. Research Paper. St. Petersburg State Polytechnical University, Russia, 2013.
- [28] Szablewski W. *Über das Energiespektrum in homogener isotroper Turbulenz*. Research Paper. Zentralinstitut für Mathematik und Mechanik der Akademie der Wissenschaften der DDR, Berlin, Deutschland, 1976.

-
- [29] Zhuchkov R.N./Utkina A.A. *Combining the SSG/LRR- ω differential reynolds stress model with the detached eddy and laminar-turbulent transition models*. Research Paper. Russian Federak Nuclear Center, Sarov, Russia, 2016.
 - [30] Menter F.R./Kuntz M./Langtry R. *Ten years of industrial experience with the SST turbulence model*. Research Paper. ANSYS CFX, Otterfing, Germany, 2003.
 - [31] Holmén V. *Methodes for Vortex Identification*. 2012.
 - [32] Jeong J./Hussain F. *On the identification of a vortex*. Research Paper. Department of Mechanical Engineering, University of Houston, USA, 1995.

Anhang

A. Menter SST k - ω -Modell

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle das Modell nach *Menter et al.* [30] dargestellt.

Die Transportgleichungen für die TKE und die spezifische Dissipation ω lauten

$$\frac{\partial \bar{\rho}k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i k}{\partial x_i} = \bar{\rho}P_k - \beta^* \bar{\rho}\omega k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i \omega}{\partial x_i} = \alpha \frac{\bar{\rho}^2}{\mu_T} P_k - \beta \bar{\rho}\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_\omega \bar{\rho}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (\text{A.2})$$

Der Produktionsterm ist definiert über

$$\bar{\rho}P_k = \min(2\mu_T \tilde{s}_{ij}^* \tilde{s}_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho}k \tilde{s}_{ii}, 10\beta^* \bar{\rho}k\omega) \quad (\text{A.3})$$

mit

$$\tilde{s}_{ij}^* = \tilde{s}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{s}_{qq} \delta_{ij} \quad \text{und} \quad \tilde{s}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.4})$$

Die Blendingfunktion ist definiert als

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (\text{A.5})$$

während F_1 aus Gleichung A.2 wie folgt bestimmt wird

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\mu}{\bar{\rho} d^2 \omega} \right), \frac{4\bar{\rho} \sigma_\omega k}{CD_{k\omega} d^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (\text{A.6})$$

Die Zusammenhänge für die Wirbelviskosität lauten

$$\mu_T = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 k, \tilde{s} F_2)} \quad (\text{A.7})$$

mit

$$\tilde{s} = \sqrt{2\tilde{s}_{ij}\tilde{s}_{ij}} \quad (\text{A.8})$$

und

$$F_2 = \tanh \left[\max \left[\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\mu}{\bar{\rho} d^2 \omega} \right]^2 \right] \quad (\text{A.9})$$

Ein Übersicht der bestimmenden Parameter zeigt Tabelle A.1 wobei d der wandnahste Abstand ist.

Tabelle A.1: Empirische Koeffizienten für das Menter SST k - ω -Modell

	β	σ_k	σ_ω	α	a_1	β^*
wandnah (1)	0.075	0.85	0.5	0.556	0.31	0.09
wandfern (2)	0.0828	1.0	0.856	0.44	0.31	0.09

B. Wirbelvisualisierung

Zur Darstellung aufgelöster Wirbelstrukturen existieren eine Reihe an Ansätzen. Im Rahmen dieser Arbeit wird das λ_2 -Kriterium [31] verwendet. Grundlage ist die Wirbeltransport-Gleichung

$$\frac{Ds_{ij}}{Dt} - \nu s_{ij,kk} + w_{ik}w_{kj} + s_{ik}s_{kj} = -\frac{1}{\rho}p_{ij} \quad (\text{B.1})$$

Der erste Ausdruck der linken Gleichungsseite gibt die rotationsfreie Scherung wieder und der zweite erfasst die viskosen Effekte. Ob ein lokales Druckminimum einen Wirbel enthält wird nur durch den Ausdruck

$$w_{ik}w_{kj} + s_{ik}s_{kj} \quad (\text{B.2})$$

bestimmt. Ein Wirbel ist definiert als zusammenhängender Bereich mit zwei negativen Eigenwerten des Ausdrucks B.2. [32] Durch die symmetrische Form von B.2 existieren lediglich reale Eigenwerte, wobei ein negatives λ_2 einen Wirbel charakterisiert.